



Identification des événements de surface dans les bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson, application à la détection directe de matière noire

Nader Mirabolfathi

► To cite this version:

Nader Mirabolfathi. Identification des événements de surface dans les bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson, application à la détection directe de matière noire. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 2002. Français. NNT : . tel-00002708

HAL Id: tel-00002708

<https://theses.hal.science/tel-00002708>

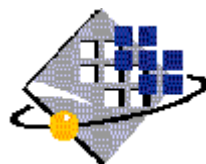
Submitted on 10 Apr 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



CSNSM



N° D'ORDRE :

**UNIVERSITE PARIS
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

Présentée

Pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

PAR

Nader MIRABOLFATHI

Sujet : Identification des événements de surface dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson, Application à la détection directe de matière noire.

Soutenue le 26 Mars 2002, devant la Commission d'examen

**M CHARDIN Gabriel : Rapporteur
M DUMOULIN Louis : Directeur de thèse
M GIRAUD HERAUD Yannick : Examineur
M HAISSINSKI Jacques : Président
M SPIRO Michel : Examineur
M VON FEILITZSCH Franz : Rapporteur**

Sommaire

Introduction	1
Chapitre I : Matière noire	2
Matière noire	3
Détection directe des WIMPS	4
Expériences avec discrimination du bruit de fond	6
Références	10
Chapitre II : Evénements de surface	11
<i>II.1) Evénements de surface :</i>	13
Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur	13
Calorimétrie avec un détecteur SC	14
Evénements de surface	16
Les événements de surface dans les expériences "ionisation-chaleur":	18
<i>II.2) Interprétations :</i>	20
Modèles	20
Conclusion	21
<i>II.3) Solutions "passives" :</i>	23
Traitement de surface (couches minces amorphes pour passiver la surface)	23
<i>II.4) Méthodes "actives" :</i>	24
Temps de montée du signal chaleur (détecteur ZIP de l'équipe CDMS):	24
Temps de montée du signal ionisation :	27
Localisation par le temps de vol des phonons balistiques :	30
Anneau de garde	32
<i>II.5) Conclusion:</i>	34
Références	35

Chapitre III : Bolomètre avec un thermomètre sensible au régime transitoire thermique	36
<i>III.1) Phonons hors d'équilibre :</i>	38
Définition	38
Evolution des phonons hors d'équilibre dans un cristal	39
Transport "quasidiffusif"	42
Techniques de détection des phonons hors d'équilibre	45
<i>III.2) Rappel sur les couches minces Nb_xSi_{1-x} :</i>	47
Isolant d'Anderson	47
Propriétés statiques des couches minces Nb_xSi_{1-x}	49
Découplage électron phonon	54
<i>III.3) Comportement athermique des bolomètres équipés de couches minces Nb_xSi_{1-x} :</i>	55
Modèle	55
Formes des signaux	59
<i>III.4) Nouvelle géométrie des thermomètres (possibilité d'identifier les événements de surface) :</i>	63
<i>III.5) Comportement athermique des bolomètres équipés des couches minces avec une géométrie de type peigne</i>	65
Effet de «surchauffe» : le modèle électrique d'un thermomètre de type peigne	65
Limitation du modèle :	68
Résumé de la section III.5 :	69
<i>III.6) Conclusion :</i>	70
Références	71

Chapitre IV : Résultats expérimentaux avec des bolomètres en saphir :	72
Introduction	73
<i>IV.1) Techniques d'évaporation :</i>	74
Les dispositifs	74
Deux géométries différentes pour les électrodes des thermomètres.	76
<i>IV.2) Propriétés des absorbeurs monocristallins : états de surface et focalisation des phonons :</i>	80
Polissage de surface	80
Focalisation des phonons et orientation des cristaux	80
<i>IV.3) Bolomètre équipé d'un seul thermomètre de type peigne (mise en évidence de l'effet de surchauffe) :</i>	83
Le dispositif	83
A) Les mesures statiques ($R(T)$, G_{e-ph})	84
Inhomogénéité des thermomètres	90
B) Les mesures dynamiques (mise en évidence de l'effet « surchauffe » avec des particules α)	91
Analyse de la forme des signaux	99
<i>IV.4) Bolomètre équipé de deux thermomètres de type peigne (application de “ l'effet de surchauffe ” à basse énergie) :</i>	101
Introduction	101
A) Expérience avec un bolomètre en saphir équipé de deux thermomètres de type peigne.	103
Forme des signaux	105
Analyse de l'amplitude des signaux des deux thermomètres (Identification des électrons par la voie chaleur)	106
Analyse du rapport des amplitudes des parties transitoires	109
Analyse de la forme des signaux pour identifier les événements de surface	111
<i>IV.5) Expérience avec des sources de γ de basse énergie :</i>	114
Impulsions dues aux γ (observation de l'effet de surchauffe pour des γ 60 keV)	115
Analyse de la forme des signaux : Définition rigoureuse des événements de surface.	117
Corrélation entre l'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres :	
Mesure de l'énergie d'impact par l'amplitude de la partie transitoire.	121
Références	123

Chapitre V : Résultats expérimentaux avec un bolomètre en germanium : Bolomètre Ionisation/chaleur :	124
Introduction	125
Fabrication	126
<i>V.1) Mise en évidence de l'effet « surchauffe » pour des événements de surface dans un bolomètre en germanium équipé de deux thermomètres de type peigne.:</i>	126
A) Expérience avec une source de particules α .	126
Analyse de l'amplitude de la partie transitoire des signaux	127
Analyse de la forme de la partie transitoire des signaux chaleur	130
B) Analyse des événements de volume (les γ du ^{60}Co)	133
<i>V.2) Les γ de basse énergie : relation entre le point d'impact et l'anomalie de la voie chaleur :</i>	139
Histogramme du rapport des amplitudes de la partie transitoire des signaux des deux thermomètres. (Profil d'absorption).	141
<i>V.3) Mesure de charge : Un bolomètre Ionisation chaleur :</i>	145
Introduction	145
A) Expérience ionisation chaleur	146
Introduction : contraintes de l'expérience	146
La partie transitoire des signaux chaleur	147
Comparaison avec les signaux de la voie ionisation : Identification des événements à collecte incomplète de charge.	149
Mesure de l'énergie d'impact par la partie transitoire	152
B) Limitations du bolomètre étudié ;	154
Théorème de Ramo.	157
Effet « Luke »	159
Effet d'un champ non-uniforme sur l'estimation de la contribution de l'effet « Luke »	161
Références	163
Conclusion	164
Annexe A.V.1	

Introduction:

Le présent travail s'inscrit dans l'effort de recherche de la collaboration EDELWEISS sur les détecteurs cryogéniques pour la détection directe des WIMPS, composants hypothétiques de la matière sombre de l'univers.

Dans le premier chapitre, nous présentons très brièvement le cadre de ce type d'expériences qui touchent à des problèmes actuels majeurs de l'Astrophysique et de la Physique des particules. Nous exposerons la stratégie d'EDELWEISS : développer des détecteurs permettant un rejet actif du bruit de fond, événement par événement.

Dans le second chapitre, nous présenterons le problème dit "des événements de surface" qui représentent actuellement la principale limite aux performances des détecteurs ionisation-chaleur.

Notre travail s'inscrit dans un effort du CSNSM pour développer un nouveau type de senseurs thermométriques en couches minces. Nous rappellerons dans le chapitre III les principaux résultats obtenus précédemment et en particulier les possibilités offertes par ces senseurs de types "isolant d'Anderson" d'analyser le régime transitoire après l'impact d'une particule et les mécanismes de relaxation de l'énergie déposée.

L'étude détaillée du régime transitoire du signal thermique (ou signal "phonon") a été à l'origine de la découverte de la possibilité d'identification des événements survenus très près de l'interface absorbeur/couche mince thermométrique. Nous avons illustré et analysé cette solution nouvelle de localisation sur des bolomètres en saphir équipés d'un ou deux thermomètres appropriés. Cette partie du travail est présentée au chapitre IV.

Le chapitre V est consacré à la mise en œuvre de ce principe d'identification des événements de surface sur un bolomètre ionisation-chaleur en Ge où les couches minces thermométriques sont aussi les électrodes de collecte de charge. Nous montrons alors qu'on peut rejeter les événements à collecte incomplète de charge du fait de leur trop grande proximité avec les électrodes.

En conclusion nous présentons les développements qui vont découler de ce travail : compréhension approfondie des phénomènes mis en jeu dans cette nouvelle méthode de localisation, réalisation de détecteurs aux normes retenues par la collaboration (300 g de Ge avec anneau de garde) qui devrait apporter une amélioration conséquente au pouvoir de rejet des détecteurs ionisation-chaleur.

Chapitre I : Matière noire

Matière noire :

Depuis sa découverte vers 1930 (Zwicky 1933), le problème de la matière noire reste toujours une énigme. L'anomalie de la vitesse de rotation des étoiles dans des galaxies lointaines qui a été interprétée comme une incertitude de mesure à l'époque est devenue aujourd'hui un problème général dans la plupart des galaxies. Entre temps d'autres observations (les effets de lentilles gravitationnelles des galaxies (Böhringer 2000) l'émission X d'amas de galaxies (Sarazin 1986)) confirment que la matière lumineuse n'est pas l'unique composante de la matière dans l'univers. Cette énigme apparaît à d'autres échelles de l'univers, depuis les courbes de rotation galactiques (Ashman 1992) jusqu'aux fluctuations du fond cosmologique à 3 K (Waerbeke 2000)

On cherche alors plusieurs candidats pour rendre compte de la matière non lumineuse :

Les équations de Friedman qui décrivent l'évolution hydrodynamique de la matière dans le champ gravitationnel donnent une densité critique à partir de laquelle on peut estimer l'évolution asymptotique de l'univers : $\rho_c = 11h^2 [\frac{GeV}{c^2 m^3}]$ où h est le constant de Hubble. On définit les composantes Ω de la matière dans l'univers par leurs valeurs relatives par rapport à ρ_c . On définit Ω_m (ρ_m/ρ_c) comme la part de matière et Ω_Λ (ρ_Λ/ρ_c) comme la part de l'énergie du vide. Par ces équations, on trouve un paramètre $k = \frac{(\Omega_m + \Omega_\Lambda - 1)}{c^2 / H_0^2}$ qui conduit suivant sa valeur à trois types d'évolution de l'univers : plat, fermé et ouvert, pour $k=0$, $k<0$ ou $k>0$ respectivement.

Les observations de Boomerang avec celles des distorsions gravitationnelles à grande échelle (Wittman 2000) et celles des supernovae (Burrows 2000) convergent vers un univers plat où $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$, avec Ω_Λ estimé à 70 % et Ω_m à 30%.

A l'échelle de l'univers les contraintes imposées par la nucléosynthèse primordiale restreignent à $\Omega_B h^2 < 2\%$ la part de la matière baryonique dans Ω_m . Cette valeur est encore plus importante que les estimations de matière rayonnante.

Au niveau de la voie lactée, notre galaxie, les mesures de la quantité de MACHOs (objets massifs compacts) par l'effet de lentille gravitationnelle (MACHO, EROS) pourrait rendre compte à hauteur de 20% de la masse non lumineuse (Lasser 2000).

Il faut donc trouver des composantes non baryoniques à l'hauteur de 30% de la masse de l'univers.

Les neutrinos légers (matière non baryonique "chaude") ne peuvent répondre seuls à la question. Ce sont des particules relativistes et ils inversent le scénario de la formation des amas de galaxie à partir des galaxies.

Il reste donc les particules non baryoniques massives et non relativistes pour rendre compte de 30% de matière à l'échelle universelle.

Parmi les candidats proposés les plus intéressants figurent les WIMPS.

Les WIMPS (particules massives interagissant par l'interaction électro-faible) sont actuellement les meilleurs candidats pour la matière noire non baryonique "froide". D'une part leur masse est prévue être entre 50 et 1000 GeV/c² par des contraintes cosmologiques d'autre part des particules dans la même gamme de masse sont prévues par les modèles supersymétriques. Ces modèles, au delà du modèle standard, associent à chaque fermion (boson) un partenaire supersymétrique boson (fermion)). Ceci permet d'expliquer la hiérarchie des masses dans le cadre de la grande unification.

Le modèle supersymétrique minimal prédit la stabilité de la particule supersymétrique la plus légère (LSP), le neutralino (Golwala 2000). Son abondance relique pourrait être suffisante pour fermer l'univers c'est à dire fournir les 30% de matière non baryonique froide que nous cherchons.

On peut détecter les WIMPS par deux méthodes : l'une indirecte consiste à détecter les neutrinos (Kamiokande MACRO IMB...) ou les photons de très haute énergie (CELESTE, CANGAROO...) issus d'annihilations des WIMPS au centre du soleil ou de la terre .

La deuxième méthode consiste à détecter directement les WIMPS via leur interaction avec les nucléons des noyaux de la matière baryonique.

Détection directe des WIMPS:

Elle est basée sur la section efficace de l'interaction WIMPS-matière et l'abondance des WIMPS dans notre galaxie.

Actuellement les estimations pour la densité moyenne de la masse de WIMPS dans la voie lactée à proximité de notre système solaire convergent vers 0.3 GeV/cm³ . L'abondance des WIMPS dès lors est inversement proportionnelle à leur masse.

Les WIMPS sont des particules très lourdes avec une masse entre 10 et 1000 GeV. Les arguments de découplage au moment du BigBang prévoient qu'ils sont non relativistes. Donc ils peuvent former un halo autour de la galaxie avec une distribution de vitesse Maxwellienne ($d(v) \propto \exp(-\frac{mv^2}{k_B T})$) jusqu'à la vitesse d'échappement (la vitesse qui permet à un WIMP de s'échapper de l'attraction gravitationnelle de la galaxie ≈ 600 km/s). Le spectre de l'énergie déposée par les WIMPS dépend donc de la vitesse de la terre dans la galaxie. Du fait de la rotation de la terre autour du soleil, cette vitesse est modulée annuellement. Cette modulation de l'ordre de 5% est attendue sur les histogrammes observés. Actuellement l'équipe DAMA prétend observer une modulation du bruit de fond des détecteurs qu'elle attribue à une composante due aux WIMPS.

Nous nous intéressons maintenant aux taux d'interaction entre les WIMPS de ce halo et la matière baryonique.

Le modèle de supersymétrie minimal prévoit une interaction entre les particules standard et leur superpartenaire (électro-faible). Ainsi les WIMPS peuvent interagir avec des nucléons

par deux types d'interaction: l'interaction scalaire (indépendante du spin) et l'interaction axiale (dépendante du spin). Nous nous limitons à l'interaction indépendante du spin.

La section efficace de cette interaction dépend du modèle supersymétrique et du choix des paramètres libres dans ce modèle. Comme aucune particule supersymétrique n'a encore été observée, le nombre de ces paramètres libres est très grand (115 même dans le modèle minimal) d'où l'existence de différentes valeurs pour la section efficace données dans la littérature (10^{-42} à 10^{-50} cm²). L'intérêt d'une expérience de détection des WIMPS est de donner des limites aux paramètres libres des modèles.

Admettons une section efficace σ_{n-W} entre nucléon et WIMPS. Nous pouvons calculer les taux d'interaction entre les WIMPS du halo et les noyaux d'un atome. Pour une énergie de recul de noyaux donnée, nous trouvons alors:

$$\frac{dR}{dE_r}(E_r) = \frac{R_0}{E_r r} \exp\left(-\frac{E_r}{E_0 r}\right) F^2(q^2 = 2M_N E_r) \quad \text{I.1)}$$

$$R_0 = \sigma_{W-n} \frac{\mu_{W-N}^2}{\mu_{W-n}} A N_0 n_0 v_0 \quad \text{taux total d'interaction}$$

μ_{W-n} μ_{W-N} : respectivement la masse réduite du system WIMPS nucléon et WIMPS noyaux.

σ_{W-n} : la section efficace de l'interaction WIMPS-nucléon.

A : Nombre atomique de noyaux cible

N_0 : Avogadro

n_0 : densité des WIMPS

v_0 et E_0 : la vitesse et l'énergie des WIMPS en équilibre dans le halo.

$F(q)$: facteur de forme du noyau cible qui dépend de la distribution des nucléons dans le noyau pour un choc qui transfère une quantité de mouvement q.

Ce dernier a été calculé par Lewin pour différents noyaux cibles ([Lewin 1996](#)).

Pour le cas où $m_W \gg m_n$ et $m_N \gg m_w$, on trouve que le taux total d'interaction dépend de A et dans le cas où $m_N \ll m_w$ il varie comme A^3 . Donc pour augmenter les taux d'interaction il est préférable d'avoir des noyaux lourds. Cependant l'énergie transférée au noyaux décroît avec la masse et il y a donc un compromis à trouver.

Dans le [tableau I.1](#), nous présentons les taux d'événements et l'énergie transférée pour différentes cibles et différentes masses de WIMPS ([Golwala 2000](#)).

Comme nous le remarquons dans ce tableau, les expériences de type "détection directe" ont deux problèmes majeurs : i) Les taux d'interaction sont très faibles (< 1 evt/kg/jours). ii) Les énergies déposées sont basses (de l'ordre de 1 à 50 keV).

Pour résoudre ces deux problèmes il faut réduire le bruit du fond et utiliser des détecteurs qui ont un seuil de détection très bas.

Cible	R_0 ($\text{kg}^{-1} \text{ j}^{-1}$)			E_{0r} (keV)		
	M_W (Gev c^{-2})			M_W (Gev c^{-2})		
	10	100	1000	10	100	1000
H (A=1)	$3.9 \cdot 10^{-6}$	$3.9 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^{-7}$	0.8	1.0	1.0
Si (A=28)	$7.8 \cdot 10^{-2}$	$5.5 \cdot 10^{-2}$	$8.1 \cdot 10^{-3}$	2.2	17.6	26.6
Ge (A=73)	$3.0 \cdot 10^{-1}$	$5.4 \cdot 10^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$	1.2	25.9	64.1
I (A=127)	$5.8 \cdot 10^{-1}$	$1.7 \cdot 10^0$	$6.4 \cdot 10^{-1}$	0.8	26.7	101.7

Tableau I.1) Les taux d'interaction R_0 ainsi que les énergies les plus probables transférées pour différentes cibles et masses de WIMPS. Les valeurs sont tirées de la thèse de S.Golwala ([Golwala 2000](#)).

Afin d'obtenir une statistique suffisante il faudra augmenter la masse du détecteur. Le choix des matériaux, le lieu de l'expérience (souvent dans des sites souterrains pour éviter les rayons cosmiques) et les blindages du détecteur sont les facteurs décisifs de ce type d'expérience.

C'est le cas des expériences CDMS (avec un détecteur en Ge, 10.96 kg, 0.1 Evt/kg/keV/jour), du projet GENIUS (1 tonne de Ge suspendue dans l'azote liquide dans le site souterrain du Gran Sasso en Italie), de DAMA (avec des détecteurs scintillateurs 9×9.7 kg de NaI situés au Gran sasso) ou de UKDM (Même type de détecteur que DAMA mais situé dans une mine souterrain à Boulby.).

Expériences avec discrimination du bruit fond, événement par événement :

D'une manière générale, on peut classer les événements dans un détecteur en deux catégories:

1) Les événements de type "recul d'électron" provenant des particules qui cèdent leur énergie par des interactions électromagnétiques aux électrons de l'absorbeur. La plupart des événements du bruit du fond (photons, électrons et les α) se rangent dans cette catégorie.

2) Les événements de type "recul de noyau" provenant des particules qui déposent leur énergie dans des noyaux de l'absorbeur. Les WIMPS et les neutrons se classent dans cette catégorie.

Une méthode très efficace pour réduire le bruit du fond est donc de distinguer la nature des événements ("recul d'électron" ou "recul de noyau").

CRESST:

Cette expérience utilise comme détecteur un scintillateur en CaWO_4 , cristal sur lequel est évaporé un thermomètre de type SPTT (Superconducting Phase Transition Thermometer) en W pour mesurer la chaleur créée par l'impact. Le cristal est entouré par des miroirs pour diriger la lumière vers un autre bolomètre qui mesure la lumière émise. Ainsi, on détecte simultanément la chaleur et la scintillation.

On définit alors le facteur de Quenching (F.Q) comme le rapport entre la scintillation créée par un événement de type "recul noyau" et celle créée par un électron pour le même dépôt d'énergie.

Dans ce détecteur destiné à mesurer simultanément la chaleur et la scintillation, le (F.Q) est $\ll 1$ pour des événements de type "recul noyaux". On peut donc en principe les distinguer aisément des événements de type "recul électron".

Les développements actuels consistent à installer des cristaux de l'ordre de 300 grammes au site souterrain du Gran Sasso.

EDELWEISS et CDMS:

Actuellement les meilleures performances de rejet du bruit du fond sont données par les expériences EDELWEISS et CDMS.

Le principe de ces deux expériences est de mesurer simultanément l'ionisation et la chaleur créées par l'impact dans un semiconducteur à très basse température (20 mK) comme montré [figure I.1](#).

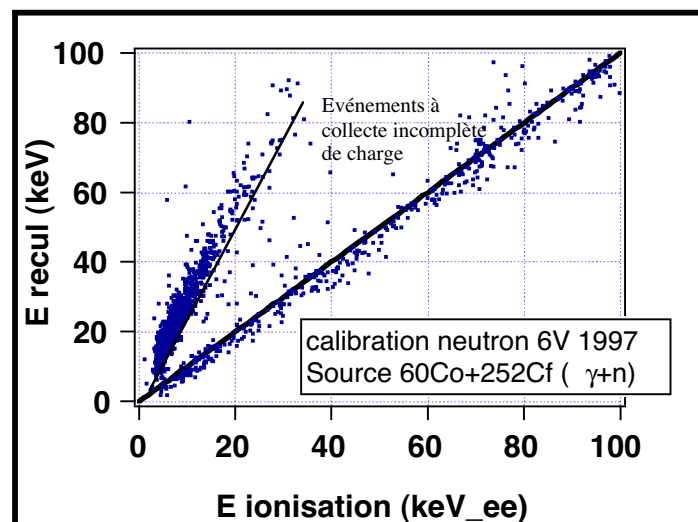


Figure I.1) Comparaison entre l'ionisation et la chaleur créées dans un détecteur ionisation-chaleur. Chaque point est un événement. L'axe Y donne l'énergie mesurée par la voie chaleur et l'axe X donne la charge créée. Nous distinguons les deux populations qui sont réparties sur deux axes.

On définit alors le facteur de Quenching (F.Q) comme le rapport entre la charge créée par un événement de type “recoil noyau” et celle créée par un électron pour le même dépôt d’énergie. Dans un détecteur en Ge ce facteur est de 0.3 et il varie peu avec l’énergie de l’impact ($QF=0.16.E^{0.2}$). C’est à dire que pour le même dépôt d’énergie un événement de type “recoil électron” crée trois fois plus de charge qu’un événement de type “recoil noyau”. Cette différence rend la mesure de l’énergie par la voie ionisation ambiguë. Pour pouvoir donner des mesures de l’ionisation en keV (énergie) on prend comme référence les événements de type recoil électron et on définit l’unité eV e.e (électron équivalent). Par exemple un neutron qui donne un signal ionisation de 30 keV e.e a une énergie réelle de 90 keV.

Nous comparons la charge et la chaleur mesurées pour chaque événement afin de discriminer les événements de type “recoil électron” des événements de type “recoil noyaux” une telle comparaison est donnée sur la [figure I.2](#). Avec cette méthode, on arrive à rejeter jusqu’à 99.9% du bruit du fond au dessus de 25 keV et à 90% de niveau de confiance.

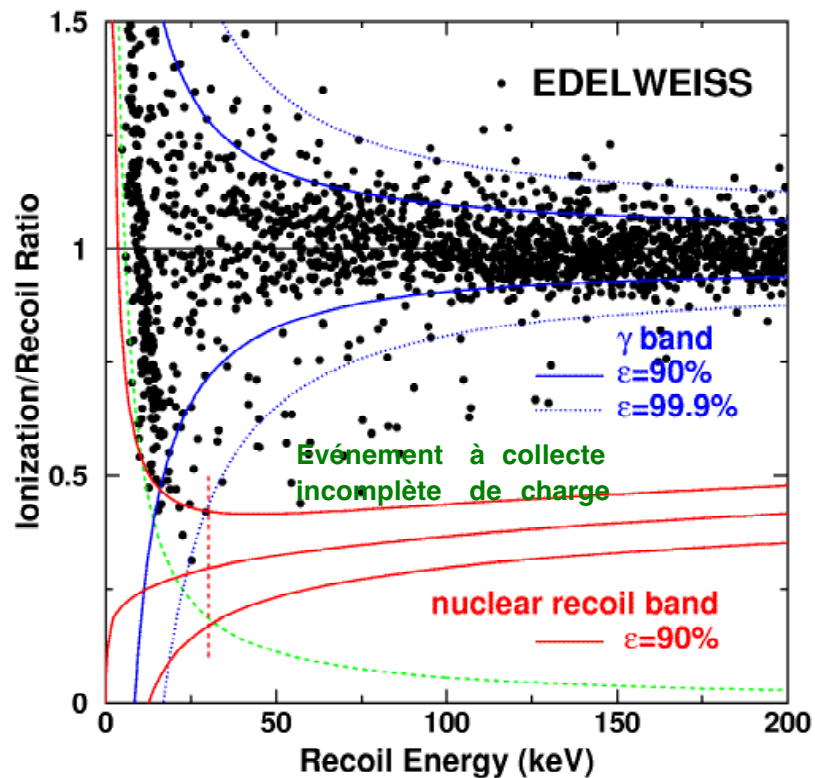


Figure I.2) Le rapport entre le signal ionisation et le signal chaleur (F.Q) est donné pour chaque événement sur l’axe Y. Les limites à 1.6σ des populations d’événements (RE ou RN) sont montrées. Ce résultat (EDELWEISS 2001) est obtenu avec une statistique de 4.5 kg.jours avec un bolomètre ionisation chaleur de 300 grammes. Nous remarquons que 99.9 % du bruit est dû aux RE et qu’ils sont rejetés.

Nous avons vu que cette méthode permet de rejeter les événements de type recoil électron. Comme nous l’avons dit une partie du bruit du fond est dû aux neutrons et il ne peut pas être rejeté par cette méthode.

Une source très importante de neutrons est fournie par les muons cosmiques. Ces particules très énergétiques peuvent créer dans des matériaux autour des détecteurs des neutrons à la fin de leur chaîne d’interaction.

Pour se débarrasser de ces rayons l'expérience EDELWEISS a choisie le site souterrain de Modane pour le lieu de l'expérience (4500 m équivalent d'eau) ainsi le flux des rayons cosmiques est réduit d'un facteur 10^6 par rapport à la surface du sol. L'expérience est aussi entourée par un blindage en paraffine pour arrêter les neutrons. Un blindage en Pb archéologique est aussi utilisé pour réduire la radioactivité du fond.

CDMS situé à 10 m sous le sol à Stanford (elle sera bientôt installée dans un site souterrain à Soudan) souffre des muons cosmiques. Elle identifie les neutrons créés par les muons cosmiques par un système dit "veto" composé de scintillateurs qui entourent l'expérience. Une méthode d'anticoïncidence permet le rejet des neutrons issus de l'impact d'un muon à l'intérieur de l'ensemble. Le détecteur est entouré par un blindage en paraffine. Cette expérience utilise des bolomètres en Si et Ge simultanément ce qui permet de soustraire le fond dû aux neutrons par une méthode statistique (profitant du fait que les sensibilités des deux matériaux sont différentes pour les neutrons.)

Une source très importante de bruit de fond dans la zone des événements "recoil noyau" est due aux événements de type "recoil électron" dont la charge est mal collectée dans le détecteur. Ces événements (figure I.1 et I.2), qui se sont avérés être des événements ayant lieu dans des zones mortes (près de la surface du détecteur voir chapitre II), sont actuellement la composante la plus importante du bruit de fond de toutes les expériences hybrides, ionisation-chauffeur.

L'identification de ces événements qui fait le sujet de cette thèse peut améliorer drastiquement, l'efficacité du rejet du fond. Nous espérons ainsi explorer plus profondément l'espace de phase dans les modèles supersymétriques figure I.3.

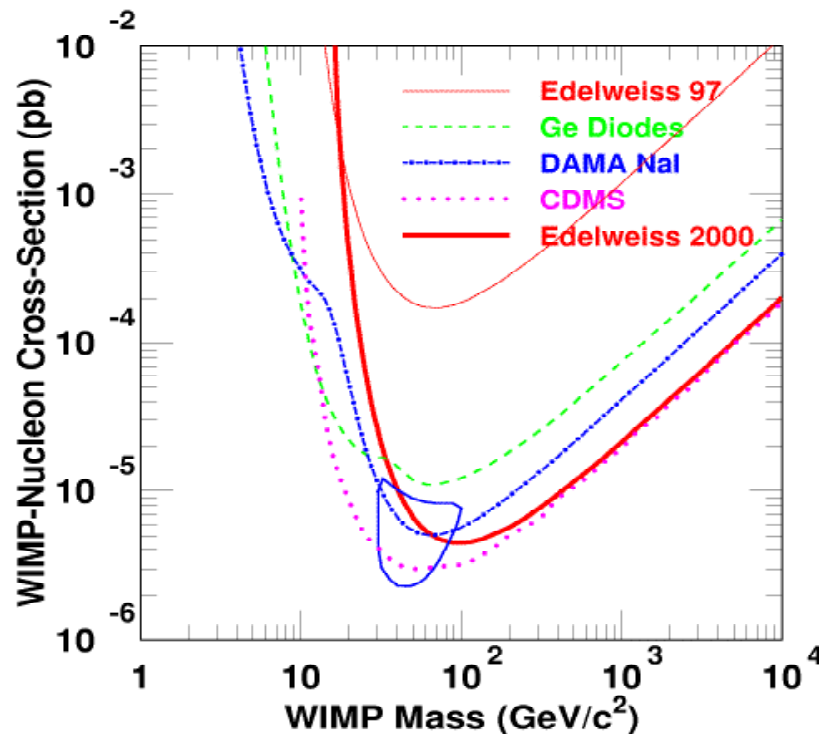


Figure I.3) Les courbes d'exclusion obtenues pour une densité de masse de WIMPS de 0.3 GeV/cm^3

Références :

EDELWEISS coll., Physics Letters B, Volume 513, Pages 15-22 (July 2001)

*Zwicky.F, 1933, Helv. Phys.Acta. **6** 110*

*Böhringer.H et al,2000, Astron. Astrophys. **353** 124*

*Sarazin.C, 1986, Rev.Mod.Phys. **58***

*Ashman.K.M, 1992, Pub. Astron. Soc. Pacific **104** 1109*

*Waerbeke.L.V, et al, 2000, Astron. Astrophys, **358** 30*

*Wittman.D.M et al, 2000, Nature, **405**, 143*

*Burrows.A, 2000, Nature, **403**, 727*

*Lasser.T et al, 2000, Astron. Astrophys, **355**, L39*

*Golwala.S.R, 2000, Ph.D thesis,UCB **66***

*Lewin.J.D, Smith.P.F,1996, Astropart. Phys, **6**, 87*

Chapitre II

Les événements de surface

II.1) Evénements de surface :

Principe d'un détecteur semiconducteur :

Structure :

La structure de bande dans un semiconducteur (SC) est comparée avec celle d'un isolant et celle d'un conducteur sur la **figure II.1.1**)

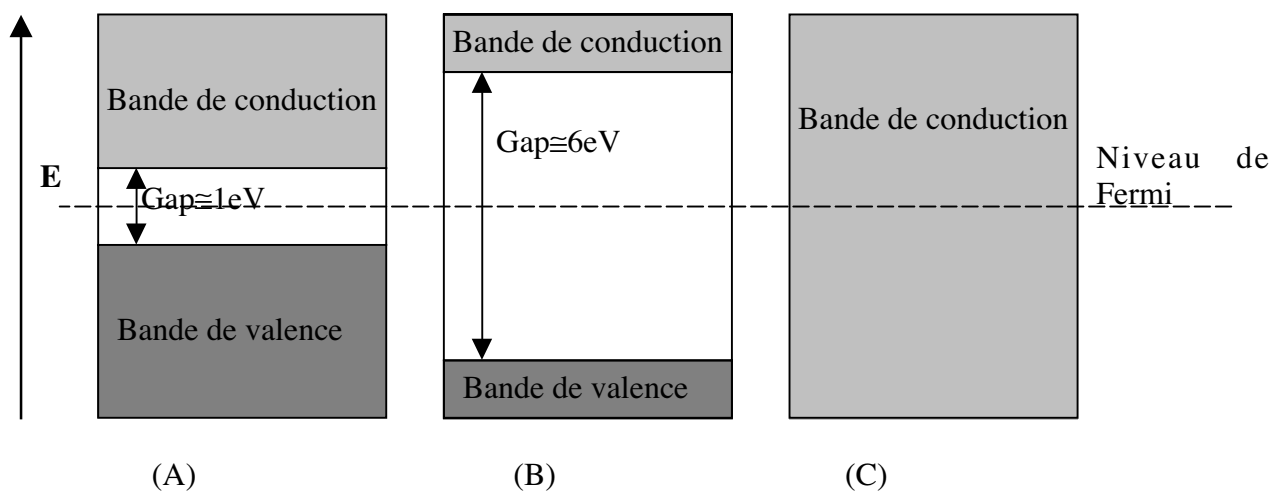


Figure II.1.1) Structure de bande dans: A) SC pur, B) Isolant, C) Conducteur.

La structure périodique des cristaux SC fait apparaître (voir **figure II.1.1**) un gap avec une largeur de l'ordre de $E_g \approx 1\text{eV}$ entre la bande de conduction et la bande de valence (à 0 K cette bande est remplie donc les électrons dans cette bande ne peuvent pas conduire). Parmi les SC, le silicium (Si) et le germanium (Ge) sont les plus souvent utilisés. Les propriétés intrinsèques de ces deux cristaux sont données dans le tableau II.1.1 ([Knoll 1989](#)).

Par une excitation (thermique, particule, lumière, ...) un électron de la bande de valence peut être excité vers la bande de conduction en laissant une lacune dans la bande de départ (trou). Cet état excité peut conduire l'électricité. A l'équilibre thermodynamique à la température T, la probabilité par unité de temps de ces excitations est:

$$P(T) = CT^{3/2} \exp(-E_g/2kT) \quad \text{II.1.1)}$$

Nous voyons que la probabilité de cette excitation à la température ambiante est très faible ($1\text{eV} \approx 10^4\text{ K}$).

On peut doper un semiconducteur avec les éléments des colonnes V ou III du tableau périodique pour former des bandes d'impuretés dans le gap. Selon l'élément dopant (colonne V ou III), on forme une bande dans le gap soit très près de la bande de conduction ($\approx 10\text{ meV}$

en dessous de la bande de conduction) soit très près de la bande de valence (≈ 10 meV au dessus de la bande de valence) et l'on dit que le semiconducteur est dopé n ou p (respectivement). Ces bandes supplémentaires vont augmenter le nombre des porteurs (électron et trous) à la température ambiante ($10 \text{ meV} \approx 100\text{K}$).

Tableau II.1.1)

	Si	Ge
Z	14	32
Masse atomique	28.09	72.6
Isotopes stable	28,29,30	70,72,73,74,76
Atoms/cm ³	4.96 e22	4.41 e22
ϵ_r	12	16
$E_g(0\text{K})$ eV	1.165	0.746
Densité intrinsèque de porteur(n_i)à 300 K cm ³	1.5 e10	2.4 e13
Resistivité intrinsèque Ωcm	2.3 e5	47
ϵ (voir le texte) à 77 K eV	3.76	2.96

Création des paires électron-trou :

Les produits initiaux de l'impact d'une particule dans des SC sont des électrons de très haute énergie (l'énergie de la particule incidente pour le cas d'un photo électron). Ces électrons énergétiques cèdent alors leur énergie aux autres électrons en créant des excitations électron-trou.

En respectant la conservation de la quantité de mouvement nous arrivons à un seuil pour la création d'une excitation électron-trou, plus grand que le gap du SC:

$$E_{\text{seuil}} = 1.5 E_g$$

Nous pouvons calculer le nombre moyen des paires électron-trou produit par l'impact d'une particule (d'énergie E) :

$$\bar{N} = E/\epsilon$$

$$\epsilon = E_R + 14.E_g/5$$

Où E_R est la partie de l'énergie convertie en phonons optiques.

En mettant $0.5 < E_R < 1$ eV, Klein ([Klein 1968](#)) a trouvé un bon accord avec les résultats expérimentaux dans les différents matériaux.

Calorimétrie avec un détecteur SC :

Pour trouver l'énergie des particules, il suffit d'appliquer un champ électrique (quelques Volts/cm) dans le SC et de mesurer la charge collectée avec un amplificateur de charge.

Une condition très importante pour détecter les charges créées est de pouvoir les distinguer du bruit en courant dans le SC. Ce bruit est un bruit de type « shot noise » et donc proportionnel à $\sqrt{I_{fuite}}$.

Pour donner un exemple prenons un cristal en Si intrinsèque avec une géométrie cylindrique (ϕ 20mm h 20mm) sous un champ électrique de 2 Volt/cm appliqué sur les faces du cylindre. Le courant de fuite à la température ambiante dans ce cas est de 60 μ A et le bruit en courant correspondant est 1.5 nA/(Hz)^{0.5} à comparer à un courant de 1 nA pour un événement de 10 keV. Ce courant est trois ordres de grandeur plus important dans le Ge. Il faut donc réduire le courant de fuite.

On atteint des courants de fuite très faibles par deux méthodes.

i) Diode :

Un contact entre un SC de type n et un SC de type p permet aux porteurs majoritaires de chacun des côtés de diffuser vers l'autre. Cette migration fait apparaître une zone de charges immobiles dans l'espace (+ du côté n et – du côté p) et vide de porteurs autour du contact (zone de déplétion). L'épaisseur de la zone de déplétion (d) dépend de la concentration n(p) et de la température du SC.

La diffusion des porteurs continue jusqu'au moment où la différence de tension électrique due à la zone de déplétion devient plus grande que l'énergie thermique des porteur (kT). Nous pouvons donc trouver cette différence de tension à l'équilibre :

$$V = kT/q \cong 26 \text{ mV (à 300 K)}$$

Supposant un champ uniforme :

$$E = V/d$$

Où d (l'épaisseur de la zone) :

$$d = (2\epsilon_0 \epsilon_r V/Ne)^{0.5}$$

Où N est la concentration d'impuretés pour le côté le moins dopé. On trouve pour une concentration d'impureté de 10¹³ cm⁻³ un champ de 120 Volts/cm à la température ambiante. Ce champ est suffisamment grand pour collecter les charges créées par l'impact. Cependant la zone de déplétion (la zone effective de détecteur) est très étroite (quelque mm).

Pour augmenter la taille de cette zone pour une concentration de dopants donnée, il faut augmenter la tension du côté n de la diode (polarisation inverse).

On utilise les détecteurs SC en configuration de diode pour les applications calorimétriques où les particules sont peu pénétrantes.

ii) SC intrinsèque :

La formule II.1.1 montre une dépendance très importante du courant de fuite avec la température.

Une autre méthode pour réduire le courant de fuite consiste donc à travailler avec des cristaux à très basse température et ainsi à “geler” les porteurs.

Evénements de surface :

Depuis l'utilisation des détecteurs SC (Ge ultra pur et Ge à barrière de surface ou Ge(Li)) pour la spectrométrie X de basse énergie, on a découvert un excès du bruit du fond qui ne pouvait être interprété que par une collecte incomplète de charge (CIC). Ces événements permettent de définir une fenêtre d'entrée (ou zone morte) pour un détecteur qui est un facteur crucial pour déterminer son efficacité.

Sur la **figure II.1.2** est montré le spectre des X de basse énergie (1.5 à 3.2 keV), obtenu avec un détecteur Ge avec barrière de Schottky. (Llacer 1977). Nous trouvons pour chaque pic une queue qui traîne vers les basses énergies. Le point intéressant est que plus l'énergie X est basse plus la proportion des événements dans la queue est importante. Cette dégradation à plus basse énergie suggère une dépendance de la CIC avec le point d'impact.

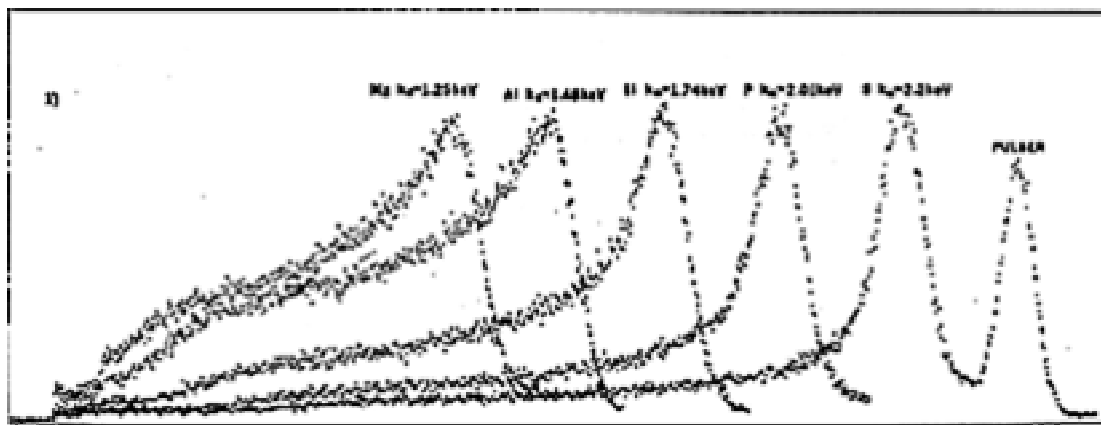


Figure II.1.2) L'histogramme de l'énergie mesurée par un détecteur en Ge (de type $n\ 5.10^9\ cm^{-3}$) pour différents X. Les pics sont déformés (par rapport à la forme Gaussienne) et cette dégradation est plus importante à basse énergie .

Les expériences de spectrométrie d'X de basse énergie sont faites dans des conditions où la tension de collecte est très haute ($100 < E < 2000\ Volt/cm$). Dans cette gamme de tension F.S.Goulding (Goulding 1977) a trouvé une fenêtre d'entrée d'épaisseur $0.3\ \mu m$ qui est indépendante de la tension de collecte de charge.

Les observations de C.S.Rossington (Rossington 1992) montrent une fenêtre effective qui est deux fois plus large dans un détecteur en Ge que dans un détecteur en Si.

P.N.Luke (Luke 1994) a montré que la CIC peut dépendre fortement des méthodes de préparation des surfaces des électrodes de collecte. Sur la **figure II.1.3** nous montrons le spectre des X de ^{55}Fe mesuré par un détecteur Ge avec les électrodes implantées en B. Nous voyons que l'effet de CIC varie avec l'énergie d'implantation.

Les études de la zone morte pour les expériences de type “spectrométrie des X” estiment une épaisseur de la zone de l'ordre d'une fraction de μm . Cependant, les conditions de ces expériences sont complètement différentes de celles d'une expérience de type “ionisation chaleur” telle que celles développées pour la détection directe des WIMPS pour deux raisons :

- i) A cause de l'effet “Luke”, la tension de collecte de charge est limitée à quelques Volts. Cette faible tension de collecte dans un bolomètre massif se traduit par un champ de collecte très bas (de l'ordre de 2 Volt/cm).
- ii) La température du détecteur est plus basse (20 mK comparé à 77 K). A cette température kT est nettement moins grand que 10 meV, l'énergie d'excitation des impuretés. Alors la densité de charges d'espace créée par les agitations thermiques est “nulle”. Ainsi l'efficacité de collecte de charge est grande même pour des tensions de collecte de l'ordre de 0.5Volt/cm.

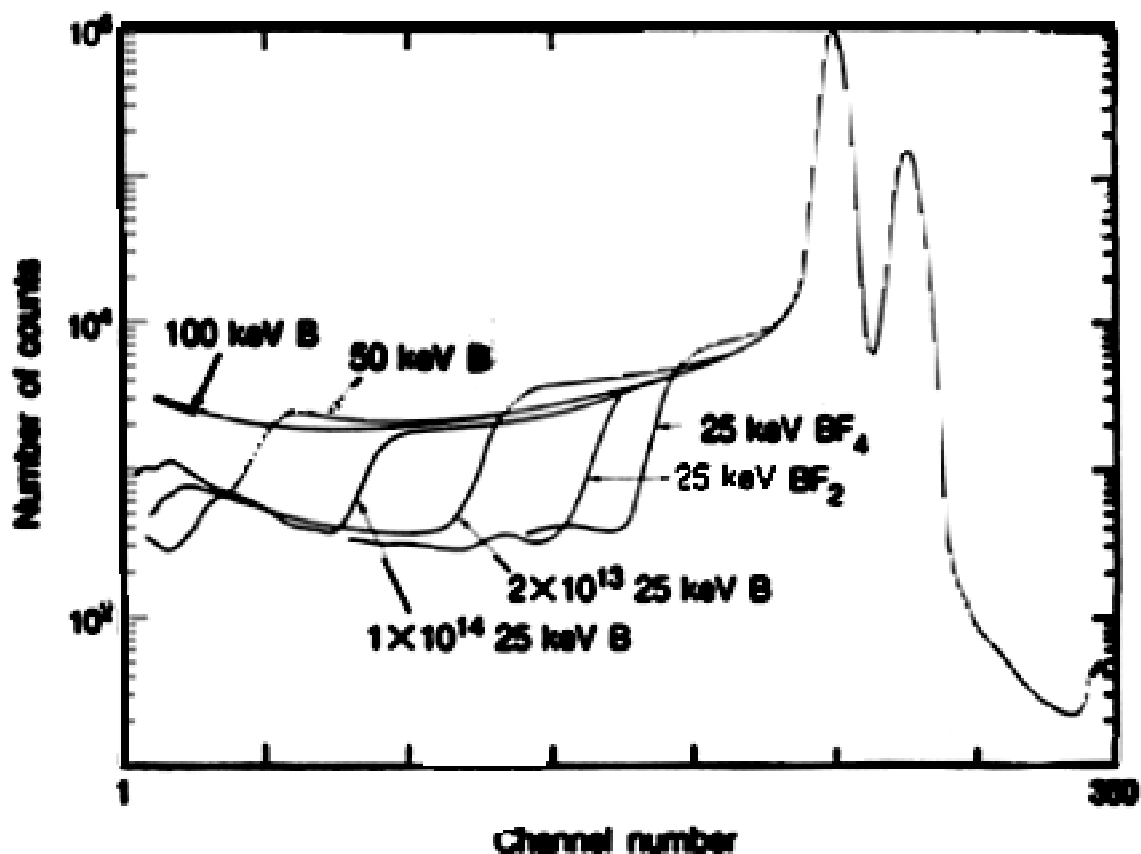


Figure II.1.3) Spectre des X de ^{55}Fe avec un détecteur Ge avec des électrodes implantées en Bore. La queue des événements à CIC est plus importante pour les énergies d'implantation plus élevées.

Événements de surface dans les expériences “ionisation-chaleur”:

Dans une expérience de type “ionisation-chaleur”, nous mesurons simultanément la charge et la chaleur issues de l’impact d’une particule dans un détecteur SC (chapitre I) afin de discriminer les événements de nature “recul noyau” (neutron ou WIMPS) et les événements de nature “recul électron” (bruit du fond).

Idéalement, un événement de type “recul électron” doit créer n fois ($n=3$ pour Ge) plus de charges qu’un événement de type recul noyau pour la même énergie déposée. Toutefois les premières mesures effectuées par l’équipe CDMS ont montré des événements de type “recul électron” qui à cause d’une collecte incomplète de charge ne respectaient pas ce rapport et pouvaient éventuellement se confondre avec les événements de type recul noyau (Shutt 1997) (L’Hôte 1997).

Sur la figure II.1.4 nous trouvons un diagramme du rendement de collecte en fonction de l’énergie mesurée par un thermomètre NTD collé sur la surface d’un détecteur en Ge (ϕ :6mm $h=1.5$ mm). Une source de ^{241}Am (photons: 60, 24, 18, 14 keV) est située en face de l’une des électrodes de collecte de charge.

Les photons donnent les événements de type “recul électron”, on s’attend donc à avoir un rendement de collecte de 0.35 eV^{-1} et un rendement de 0.11 eV^{-1} pour les neutrons.

Sur l’histogramme du signal ionisation (figure II.1.4 B) nous voyons que les raies des photons de basse énergie ont une queue qui descend vers les basses énergies. Sur le diagramme de rendement de charge (figure II.1.4 C), nous trouvons que les événements dans ces queues donnent un bon signal de chaleur. On confirme ainsi qu’ils sont les événements à CIC. Autrement dit la queue des raies n’est pas due à une perte quelconque de l’énergie (Compton, échappement des électrons Auger, etc).

T.Shutt a étudié l’origine de ces phénomènes. Il a trouvé qu’ils proviennent des événements très près de la surface du détecteur. Il a supposé qu’il y a une relation entre la profondeur d’impact et la CIC et en comparant le profil d’absorption avec l’histogramme du rendement de collecte il a trouvé une fenêtre d’entrée pour son bolomètre, de l’ordre de $30 \mu\text{m}$ (Shutt 1997).

Sur la figure II.1.5 est montré le résultat d’une mesure effectuée par l’équipe EDELWEISS qui montre aussi l’effet des événements à CIC.

Les événements à CIC sont très gênants car ils peuvent donner lieu à la confusion entre un événement de type recul électron et un événement de type recul noyaux.

Actuellement l’efficacité du rejet du bruit du fond dans des expériences de type ionisation chaleur (CDMS, EDELWEISS) est limitée par ces événements. Cet effet est d’autant plus gênant à basse énergie car à basse énergie la plupart des événements dus à la radioactivité du fond ont lieu près de la surface du détecteur.

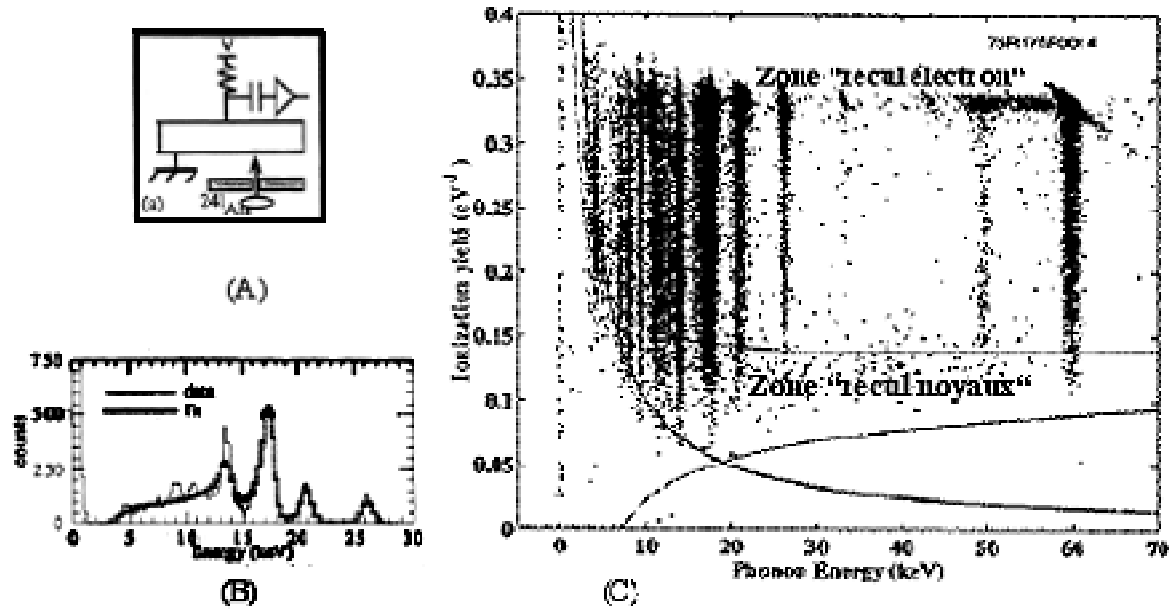


Figure II.1.4) A) Configuration d'une expérience pour la mise en évidence d'effet de CIC (Shutt 1997) B) Les raies ionisation pour les photons de basse énergie ont une queue qui traîne vers les basses énergies. C) Le rendement de collecte de charge est comparé pour chaque événement avec le signal chaleur. Nous voyons un déficit du rendement de collecte pour les photons de basses énergies.

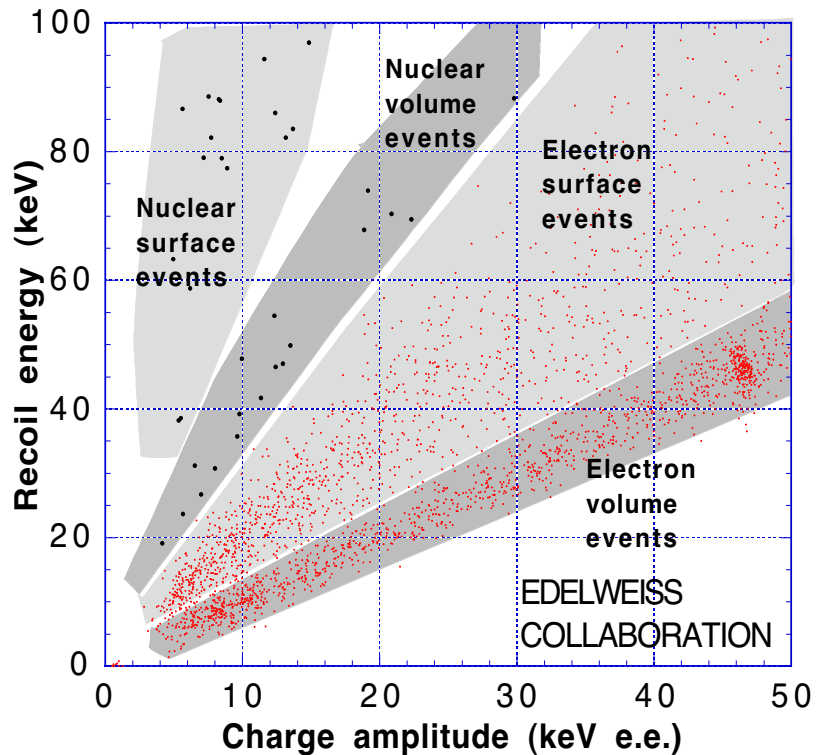


Figure II.1.5) Diagramme ionisation chaleur pour un bolomètre en Ge de 70 grammes (1997). Les zones "recul noyau" et "recul électron" sont déterminées a priori avec une source de neutrons ^{252}Cf (pour calibrer la zone "recul noyau") et une source de gamma ^{57}Co (pour calibrer la zone "recul électron"). Ce diagramme montre le résultat d'une expérience de mesure du fond (sans source). Nous remarquons l'abondance des événements entre les deux zones. Nous les interprétons comme des événements près de la surface qui donnent lieu à une CIC (EDELWEISS 2000).

II.2) Interprétations:

Modèles.

Plusieurs mécanismes ont été proposés pour interpréter la CIC :

F.S.Goulding ([Goulding1977](#)) a proposé un modèle basé sur la diffusion des porteurs après l'impact et ceci afin d'expliquer la CIC pour des événements près des électrodes de collecte:

Après l'impact, les porteurs forment une zone très dense en paires électron trou (10^{12} paires/cm³). Cette densité est assez élevée pour que la longueur d'écrantage de Debye devienne négligeable devant le rayon de la sphère qui contient les porteurs. Ainsi un plasma se forme autour du point d'impact. Il a supposé que pendant ce temps les électrons (trous) sont diffusés vers la surface des électrodes indépendamment de la direction du champ électrique (car le champ électrique est écranté par le plasma).

En égalant la longueur de diffusion,

$$d = ((kT/q) \cdot \mu \cdot \tau)^{0.5} \quad \text{II.2.1)}$$

avec la distance parcourue par le déplacement sous le champ électrique, il trouve une distance typique :

$$d = (kT/q)(\mu/V_s) \quad \text{II.2.2)}$$

Où μ est la mobilité, V_s est la vitesse de saturation des électrons (trous) et d est la distance critique de la surface pour qu'une CIC apparaisse. Pour un Ge à 77 K cette formule donne une distance typique de l'ordre de 0.3 μm qui est en bon accord avec les estimations expérimentales ([Caywood1970](#)). Comme la mobilité varie rapidement avec la température ce modèle prévoit une largeur de la zone morte qui varie en $T^{-0.66}$.

J.Llacer ([Llacer 1977](#)) a modifié le modèle de Goulding en introduisant un terme d'échappement des électrons chauds vers les électrodes (sans diffusion). Il trouve que la largeur ne dépend pas de la température du cristal et qu'elle dépend de la température des électrons chauds issus de l'impact.

Les modèles de Goulding, Llacer ou Caywood sont développés pour décrire la CIC pour des événements très près des surfaces couvertes par les électrodes de collecte de charge. Hors ce ne sont pas les seules surfaces qui donnent lieu à CIC.

M.J.Penn ([Penn 1996](#)) a proposé un modèle qui tient compte de la probabilité de piégeage des porteurs par les impuretés dans le SC. Ce modèle est fait pour décrire la CIC dans le Si (avec une densité d'impureté $N_A = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) à très basse température (<1 K). Comme Goulding il considère que tout de suite après l'impact une zone de plasma est formée dans une sphère autour du point d'impact (avec un rayon de l'ordre de la portée des photo-électrons issus de

l'impact \approx quelque 10 μm). L'évolution de la population électron trou est décrite alors par deux processus physiques :

i) Pendant un certain temps les porteurs à l'intérieur de la sphère ne subissent pas le champ extérieur car il est écrané (comme dans une sphère métallique). Pendant ce temps, la sphère s'agrandit par la diffusion des porteurs chauds (la section efficace de collision élastique avec les impuretés neutres est $\sigma \approx 10^{-10} \text{ cm}^2$). Alors une partie des porteurs a le temps de se faire piéger par les impuretés neutres ($\sigma \approx 10^{-13} \text{ cm}^2$).

ii) La quantité de charge nécessaire pour écranter le champ est $Q \propto E \cdot r^2$. Ainsi à partir d'un certain rayon (rayon critique) le champ électrique peut entrer dans la sphère et séparer les porteurs vers les électrodes correspondantes.

Par une mesure expérimentale, il trouve une relation entre ce rayon critique et le champ de collecte :

$$a(E) = 0.07 \cdot E^{-0.2} \quad \text{II.2.3)}$$

Ce rayon pour un champ de 1 volt/cm est de l'ordre de 1 mm.

Le modèle de Penn suppose que l'origine de CIC est le piégeage des porteurs pendant le temps de vie du plasma et que même pour les événements loin de la surface des électrodes, on peut avoir une perte de charge. Selon ce modèle la perte de charge dépend fortement de la densité et de la section efficace des pièges.

La physique de la surface des SC n'est pas tout à fait comprise. Toutefois, on peut imaginer que les états de surface (les liaisons pendantes, les niveaux profonds...) peuvent piéger les porteurs. Ainsi nous pouvons comprendre la CIC pour des événements près de la surface non couverte (par les électrodes) du détecteur.

A.Broniatowski et A.juillard ont fait une expérience pour montrer cet effet. Ils ont vu que le rendement de collecte pour des événements près de la surface non couverte (les électrons 84 et 60 keV de ^{109}Cd) est 50% moins bonne que pour les événements de volume (γ 122 keV de ^{57}Co). (Broniatowski 2002)

Conclusion

Nous avons vu les différentes manifestations des événements à collecte incomplète de charge. Cette CIC se révèle pour :

- 1) un événement ayant lieu très près d'électrode de collecte.
- 2) un événement ayant lieu dans un endroit avec une forte densité de pièges (par exemple près de la surface non couverte du détecteur).

Certaines expériences tendent à donner une distance critique de la surface pour qu'une CIC se manifeste. Cette distance dépend des conditions de fonctionnement du détecteur et peut varier d'une application à l'autre.

Nous définissons un événement de surface comme un événement qui donne lieu à une anomalie de mesure (charge, chaleur, luminescence...), avec pour seule raison d'apparaître près de la surface du détecteur.

II.3) Solutions “passives” :

Traitement de surface (couches minces amorphes pour passiver la surface)

P.N.Luke et C.S.Rossington (Luke 1994) ont observé une réduction de 10% des événements à CIC en mettant une couche amorphe de Ge entre les électrodes de collecte (en paladium) et leur détecteur en Ge, par rapport aux contacts de type Schotky (Pd-Ge) et 50 % par rapport à des contacts implanté (B ou BF₂). Leur détecteur était destiné à la spectroscopie X (Ge à 77 K avec des champs de collecte de l'ordre de 1000 Volt/cm).

En s'inspirant de cette observation, T.Shutt (Shutt 2000) a fabriqué un détecteur Ge de type ionisation-chaleur, suivant la même procédure que P.N.Luke. Bien que les conditions de l'expérience soient très différentes (T=20mK et champ de collecte de l'ordre de 1.5 Volt/cm), il trouve une nette amélioration du rendement de collecte pour les événements près des électrodes dans les détecteurs munis d'une telle couche amorphe (α -Ge ou α -Si).

Sur la figure II.3.1 A nous montrons l'équivalent du diagramme II.1.4 C pour un détecteur avec couche amorphe entre le cristal et l'électrode en Al. Nous voyons que le bas des queues verticales dûes aux photons de basses énergies est sensiblement monté et qu'il reste très peu d'événements dans la zone “recul noyaux”. Sur la même figure (B) nous montrons la relation entre le déficit de collecte et la profondeur d'impact (sur l'axe vertical \perp correspond à 0.35 eV⁻¹ qui est la valeur de rendement de collecte pour les événements de type “recul électron”).

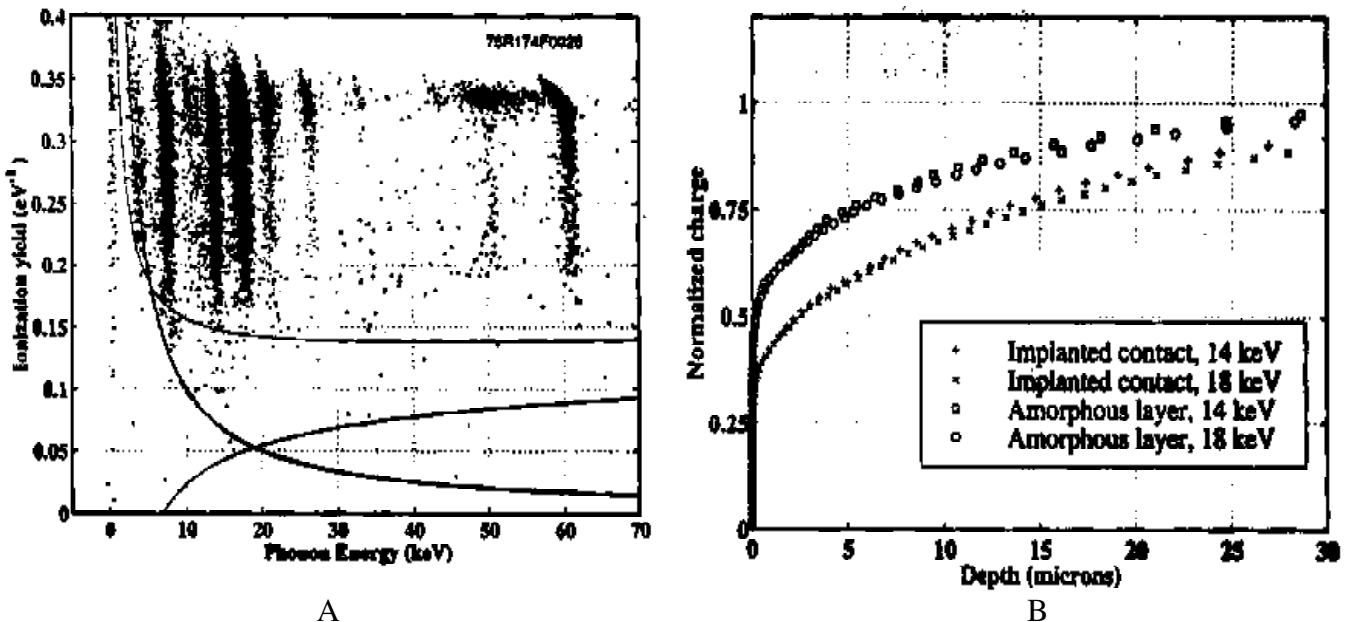


Figure II.3.1) A) Le rendement de collecte pour un détecteur Ge avec une couche bloquante amorphe (Si) entre l'électrode de collecte (Pd) et le cristal. En comparant avec la figure II.1.4 nous trouvons une nette amélioration en ce qui concerne les événements de surface qui tombent dans la bande des événements “recul noyaux”. B) Le déficit de collecte de charge (Q_{mesur}/Q_0) par rapport à la profondeur d'impact pour les raies 18keV et 24 keV de ²⁴¹Am (Shutt 2000).

Bien que l'amélioration du rendement de collecte soit de 20% seulement, elle est suffisante pour empêcher la confusion entre les événements de type recul électron avec les événements de type "recul noyau".

Une interprétation des propriétés bloquantes des couches amorphes a été donnée d'une manière qualitative (Shutt 2002) : à très basse température, $KT < 10$ meV, les impuretés dopantes ne sont pas excitées. Donc la barrière de Schotky ne se forme pas dans un contact métal-SC. Il n'y a pas de barrière pour arrêter la diffusion des porteurs du mauvais signe vers les électrodes dans un contact métal-Ge. Le Si amorphe a un gap en énergie deux fois plus grand que le gap Ge soit 1.2 eV. Cette différence des énergies de gap est suffisamment grande pour bloquer les porteurs du mauvais signe. Tandis que les porteurs du bon signe peuvent traverser la couche amorphe par des sauts tunnel et d'être collectés normalement.

Avec cette méthode T.Shutt prétend améliorer le pouvoir de rejet des événements de surface à 95% pour $E > 20$ keV. Cependant à très basse énergie la méthode ne se révèle pas assez efficace.

Malgré l'intérêt de cette méthode, elle reste "passive". Autrement dit elle ne donne pas d'information sur la nature des événements (surface ou volume).

Il est intéressant de rechercher une méthode "active" pour identifier les événements de surface.

II.4) Méthodes "actives":

Introduction :

Dans la section précédente, nous avons décrit une méthode qui consiste à éviter une CIC due à un événement de surface par des modifications dans la fabrication du détecteur.

Dans cette section, nous verrons quelques méthodes pour identifier les événements très près de la surface. La stratégie est différente. Ici, nous rejetons un événements ayant été identifié comme très près de la surface et donc susceptible de donner une CIC. Ceci revient à définir un volume fiduciel pour le détecteur en sacrifiant un peu de son efficacité

Temps de montée du signal chaleur (détecteur ZIP de l'équipe CDMS):

Cette méthode est basée sur l'analyse du temps de montée des signaux chaleur.

Comme nous le verrons plus tard (voir chapitre III) les phonons issus de l'impact d'une particule sont des phonons à très haute fréquence (quelques 10 THz). Dans cette gamme de fréquence, les phonons hors d'équilibre se propagent suivant un régime quasidiffusif dans le cristal. La vitesse de propagation dans ce régime est plus basse que dans le régime balistique où la vitesse de propagation est la vitesse du son (environ 5 Km/s).

Ce mode de propagation dépend d'une manière importante de la fréquence des phonons. Les phonons à plus basse fréquence (de l'ordre de 1 THz) peuvent se propager d'une manière balistique dans le cristal.

L'équipe CDMS profite de cette dépendance, pour identifier les événements de surface dans un bolomètre ionisation chaleur.

Le détecteur est composé d'un absorbeur en Si de 100 grammes avec une géométrie de cylindre (ϕ 78 mm, h 10mm). Sur une face (côté mesure de phonon) du cylindre sont évaporés (couverture 90%) des thermomètres de type QTE (Quasi particle Trapping Electrothermal feed back transition edge thermometers) . Une description détaillée de ce type de thermomètre est donné par R.Clark ([Clark 1999](#)).

Sur la face opposée du cylindre (côté mesure de charge) est évaporée une couche d'Au avec une épaisseur de 25 nm. C'est cette couche d'Au qui aide à identifier les événements de surface. Un événement qui a lieu très près de la surface de cette couche ($\approx 300 \mu\text{m}$) crée des phonons à haute température (15K). Ces phonons sont absorbés localement par cette couche et ils la chauffe à des températures suffisamment élevées ($> 1\text{K}$) pour qu'elle puisse à son tour rayonner des phonons (de fréquence moins élevée) vers le cristal. Ces phonons peuvent alors se propager d'une manière balistique dans le cristal.

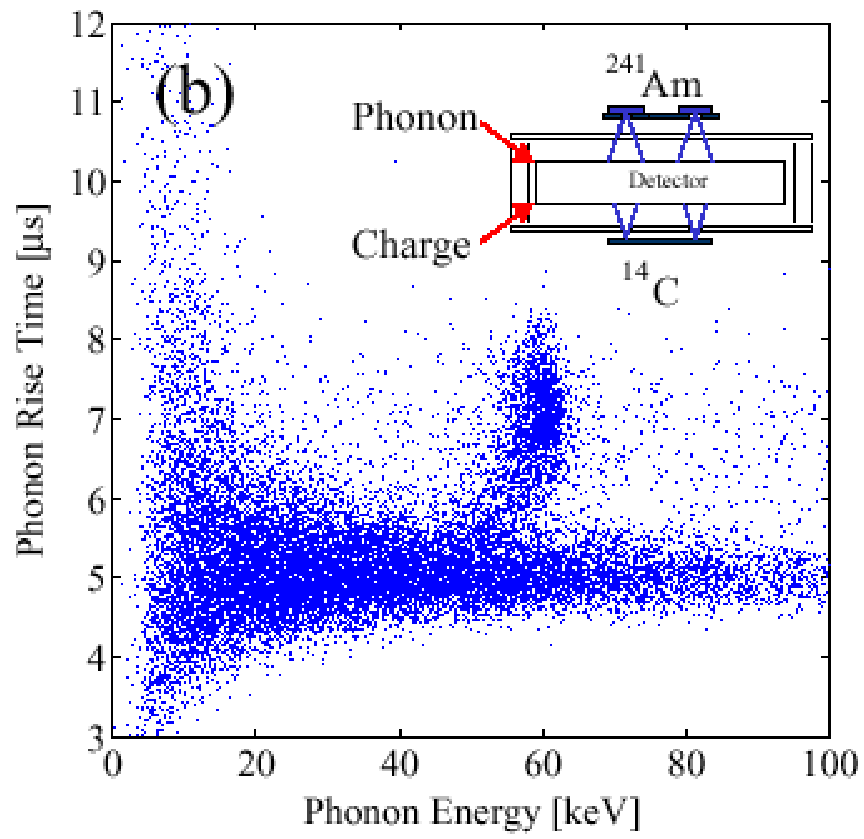
Ainsi un événement très près de la surface de cette couche d'or donne un temps de montée plus court qu'un événement qui a lieu dans le volume du cristal. Le rôle de la couche d'or et de changer le spectre des phonons et donc, de les rendre plus rapides.

Les temps de montée mesurés sont de l'ordre de $7\mu\text{s}$ pour des événements de volume et $5 \mu\text{s}$ pour des événements de surface ([Clarke 2000](#)).

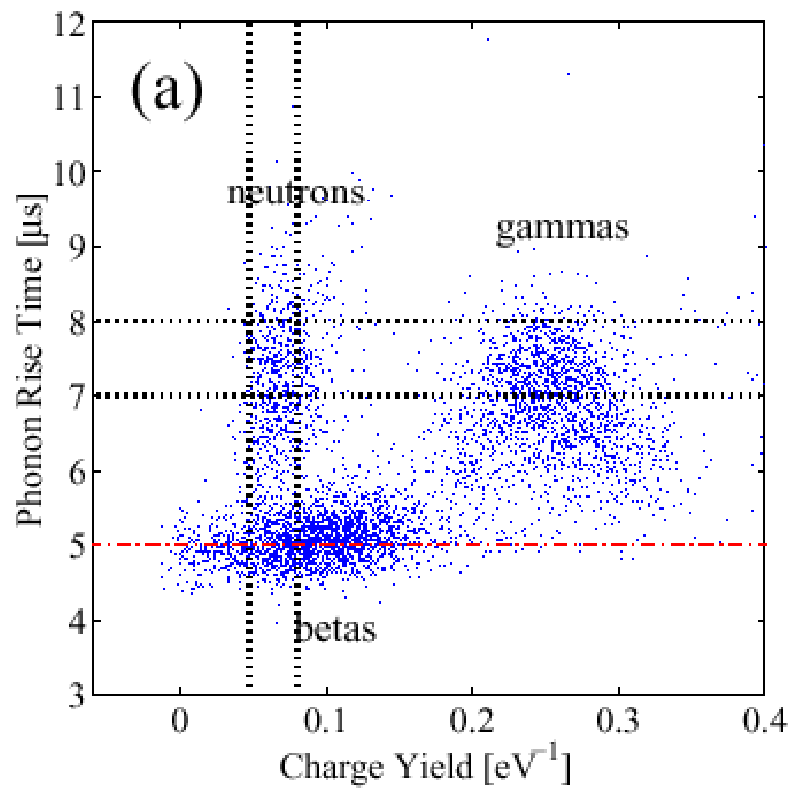
Sur la figure II.4.1, nous trouvons un résultat de cette méthode. Nous remarquons une différence nette entre la population des γ de 60 keV (de la source ^{241}Am) et celle des β de la source ^{14}C située du côté Au. Le rendement de charge pour trois populations d'événements : recul électron volume (γ) recul électron surface (β) et recul noyaux volume (neutron) sont comparés par cette méthode ([Figure II.4.1B](#)). Nous remarquons qu'avec une coupure sur le temps de montée, on peut distinguer les événements à CIC, des événements neutron.

Cette méthode est actuellement limitée par la résolution de la mesure du temps de montée à très basse énergie ($< 20\text{keV}$).

Avec cette méthode l'équipe CDMS prétend rejeter 97% des événements de surface pour $E > 25\text{keV}$. ([Clark 2000](#))



(A)



(B)

Figure II.4.1) A) Résultat d'identification des événements de surface par la méthode du temps de montée. B) Discrimination entre les neutrons de volume et les événements à CIC.

Temps de montée du signal ionisation :

L'analyse du temps de montée des signaux ionisation donne une information sur le lieu de l'événement. On peut estimer la forme des signaux ionisation par le théorème de M.Ramo (pour une description de ce théorème voir à la fin du chapitre V).

Prenons un exemple simple d'application de ce théorème :

Sur la **figure II.4.2** est montré un détecteur de charge. Après l'impact, les électrons et les trous seront dirigés par le champ électrique vers les électrodes correspondantes avec une vitesse (v_e , v_t) qui peut dépendre du champ électrique pour un champ faible.

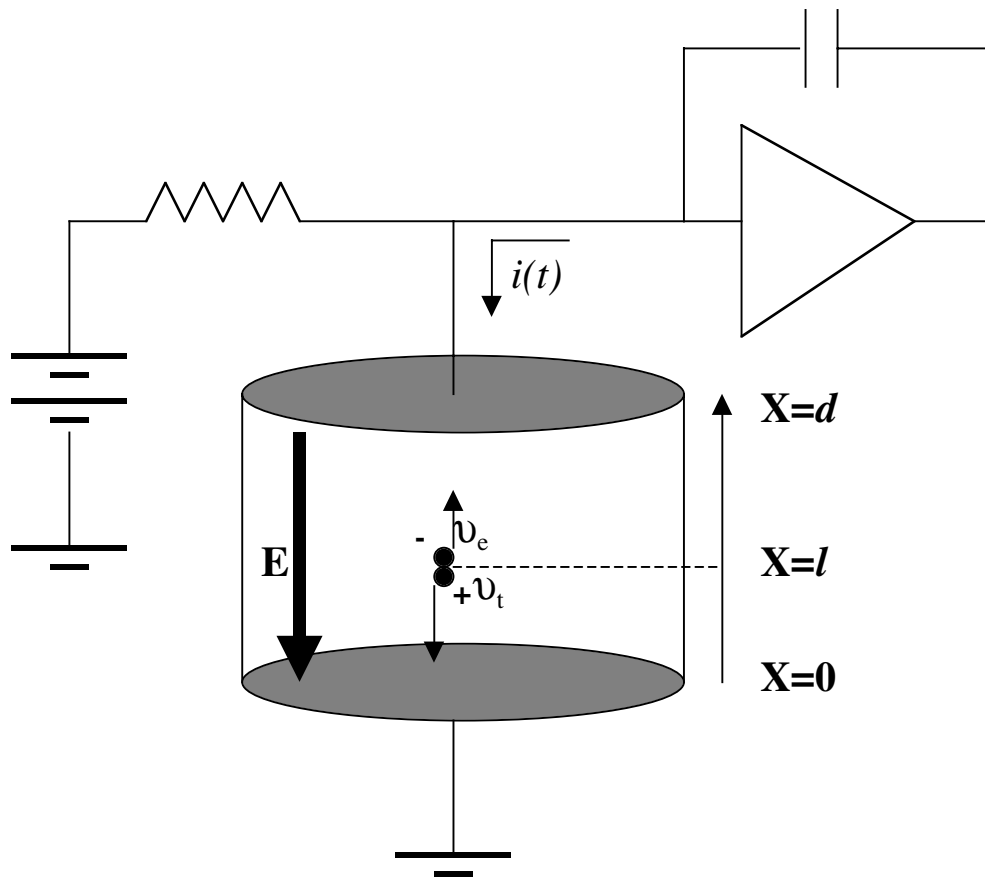


Figure II.4.2) Un détecteur de charge.

La tension sur les électrodes est fixée à une valeur constante (en supposant que l'amplificateur de charge est assez rapide). Dans ces conditions, le déplacement des électrons et des trous, induit un courant "image" dans le circuit d'amplificateur de charge qui sera accumulé sur la capacité de contre-réaction. Selon le théorème de Ramo, ce courant est :

$$i(t) = i_e(t) + i_t(t)$$

$$i_e(t) = \frac{Nev_e}{d} (1 - \theta(t - \frac{d-l}{v_e})) \quad \text{II.4.1}$$

$$i_t(t) = \frac{Nev_t}{d} (1 - \theta(t - \frac{l}{v_t}))$$

Où $\theta(t)$ est la fonction échelon et N est le nombre des paires électron-trou créées par l'impact.

Nous remarquons que $i(t)$ a une discontinuité qui est due au fait que suivant la distance entre le point d'impact et les deux électrodes, les électrons et les trous n'arrivent pas en même temps aux électrodes associées. On s'attend ainsi à avoir deux pentes différentes dans la montée du signal ionisation car la charge accumulée sur la capacité de contre réaction est l'intégrale de ce courant ([formule II.4.1](#)). Nous pouvons donc estimer le point d'impact en connaissant les vitesses des porteurs.

Inspirés de cette idée, nous avons fait une expérience ([Broniatowski 2000](#)) utilisant une électronique rapide ($\tau_{\text{rise}} \cong 25 \text{ ns}$) avec un détecteur en Ge ultra pur ($5.10^{10} \text{ cm}^{-3}$) de géométrie cylindrique ($\phi : 20\text{mm}$ $h : 10\text{mm}$). Les électrodes de collecte sont en Nb et elles sont évaporées sur les faces du cylindre.

Les formes typiques des signaux obtenus (avec une tension de collecte de 10 Volt) sont données sur la [figure II.4.2](#).

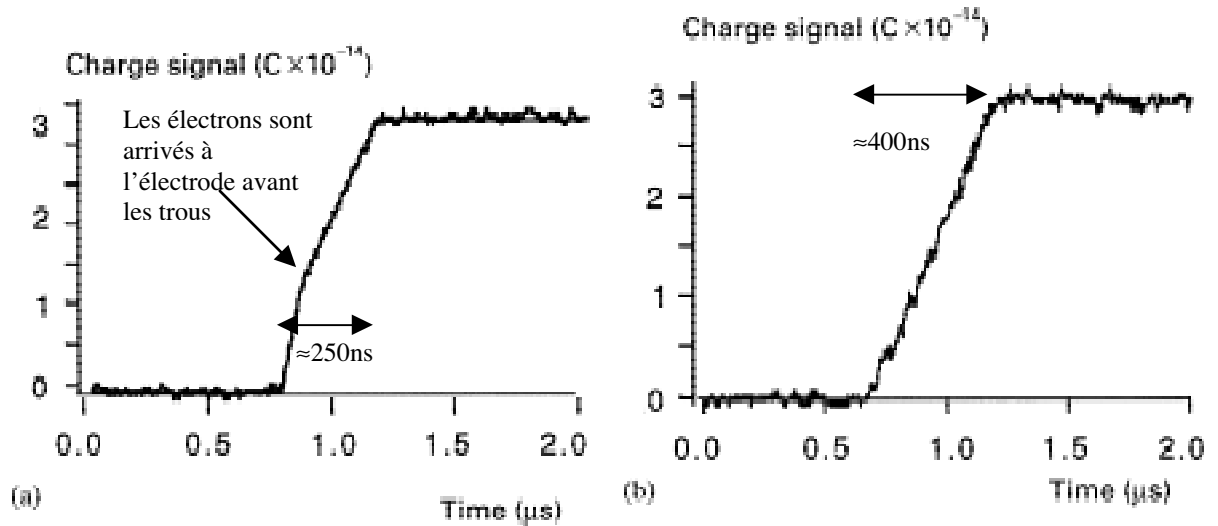


Figure II.4.2) a) Forme de la montée pour un événement de volume. Le point de cassure de la pente correspond à l'arrivée des électrons avant les trous b) Forme d'un événement près de la surface.

Nous avons vu que nous pouvions localiser les événements en déterminant le point de discontinuité dans la montée du signal. Cela nécessite un très bon rapport signal sur bruit. Ce qui est très difficile à atteindre à basse énergie avec une électronique large bande de l'ordre de 50 MHz. Toutefois pour une application de type "identification des événements près des

électrodes“, la mesure de la durée du temps de montée est suffisante car les événements près des électrodes sont ceux qui donnent les temps de montées les plus longs. Ainsi en mettant une coupure sur le temps de montée, on peut rejeter les événements de surface. Un résultat d'identification par cette méthode est donné sur la [figure II.4.3](#).

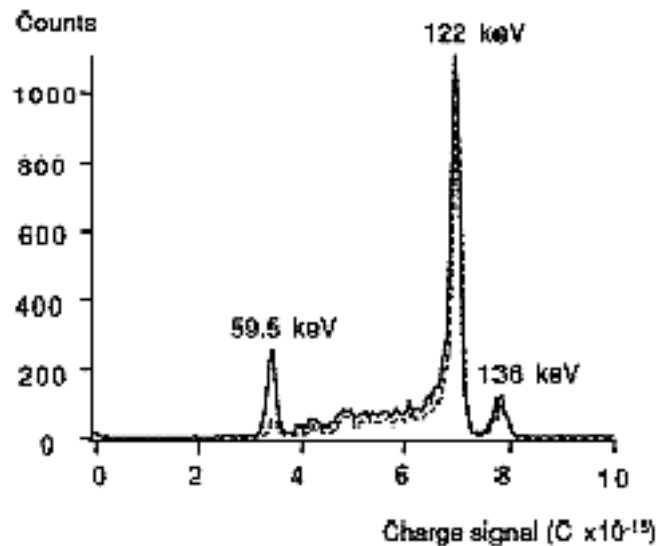


Figure II.4.2) L'histogramme de la charge pour une source ^{57}Co (122 et 136 keV) située en face de l'une des électrodes et ^{241}Am (60 keV) en face de l'autre. La résolution est de 3.5 keV FWHM. La courbe en pointillés est le même histogramme mais après avoir rejeté les événements qui ont un temps de montée > 280 ns. Nous remarquons que les gamma de 60 keV (longueur de pénétration $970 \mu\text{m}$) sont rejetés alors que les gamma 122 keV (longueur de pénétration 1 cm) ne le sont pas.

Localisation par le temps de vol des phonons balistiques :

Les phonons hors d'équilibre issus de l'impact d'une particule peuvent se propager d'une manière balistique (voir chapitre III).

Avec un bolomètre équipé de deux thermomètres (sensibles aux phonons balistiques de l'ordre de quelques 100 GHz), nous pouvons en principe, localiser le point d'impact par la différence des temps d'arrivée des phonons balistiques aux deux thermomètres et en connaissant la vitesse des phonons ($\approx 4 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$ dans le Ge et $\approx 10 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$ dans le saphir).

Nous avons fabriqué des bolomètres équipés de couches minces thermométriques de type Isolant d'Anderson (thermomètres résistifs) sensibles aux phonons balistiques.

Pour un bolomètre massif avec une taille de l'ordre de 2cm, le temps d'arrivée des phonons est de quelques microsecondes. Nous avons donc besoin d'une électronique avec une bande passante de l'ordre du MHz.

Nos thermomètres sont des thermomètres résistifs ($R \approx 1 \text{ M}\Omega$). Du fait des contraintes cryogéniques la distance entre le thermomètre et le premier étage d'amplificateur (un JFET dans le cryostat) est de quelques 10 cm. La capacité parasite due aux câbles 30 pF/m (câble GORE) limite le temps de montée d'une électronique classique (Figure II.4.3.A), dans les meilleurs de cas, à quelques 10 μs . Cela nous oblige à travailler avec une électronique dite "bouclée" Figure II.4.3.B. Avec cette électronique, nous avons porté le temps de montée à 500 ns.

Nous avons fait une expérience (Marie-Magdeleine 2000) avec un bolomètre de saphir ayant une géométrie cylindrique ($\phi : 20 \text{ mm}$ h : 20 mm) équipé de deux thermomètres évaporés sur les surfaces cylindriques (Figure II.4.4A). Les deux thermomètres sont séparés de 5 mm. Ils ont une largeur de 1.5 mm et une épaisseur de 70 nm..

Le bolomètre était exposé à une source de gamma ^{22}Na (500 keV) et une source d'alpha ^{241}Am (5500 keV) située sur la face supérieure du cylindre.

Les événements dus aux gamma sont distribués d'une manière homogène dans le volume du détecteur, nous nous attendons donc à avoir une distribution homogène des délais allant de Δt_{max} (pour un événement près du thermomètre A) et $-\Delta t_{\text{max}}$ (pour un événement très près du thermomètre B) . Les événements dus aux alpha sont absorbés très localement ils doivent donner un délais fixe.

Nous avons observé un délai entre les signaux des deux thermomètres de -3 à 3 μs pour les gamma de 500 keV et un délai fixe de l'ordre de 3 μs pour les α (Figure II.4.4B). Nous avons aussi observé une corrélation entre les délais et les amplitudes des signaux des deux thermomètres (l'amplitude la plus grande correspond au signal qui montre le plus vite).

Cette méthode, comme la méthode de temps de vol de charge est limitée par le rapport signal sur bruit. Comme nous verrons plus tard (chapitre III), la probabilité d'absorption d'un phonon balistique dans les films NbSi (voir chapitre III) est de $\approx 15\%$ et le rapport entre la

surface des thermomètres et la surface de l'absorbeur est de 5%. Donc nous voulons localiser les événements avec un signal qui utilise seulement 1% de leur énergie ce qui exige un bruit de ligne de base de l'ordre de 500 eV pour localiser les événements de 100 keV.. Nous étions donc limités par le bruit de ligne de base.

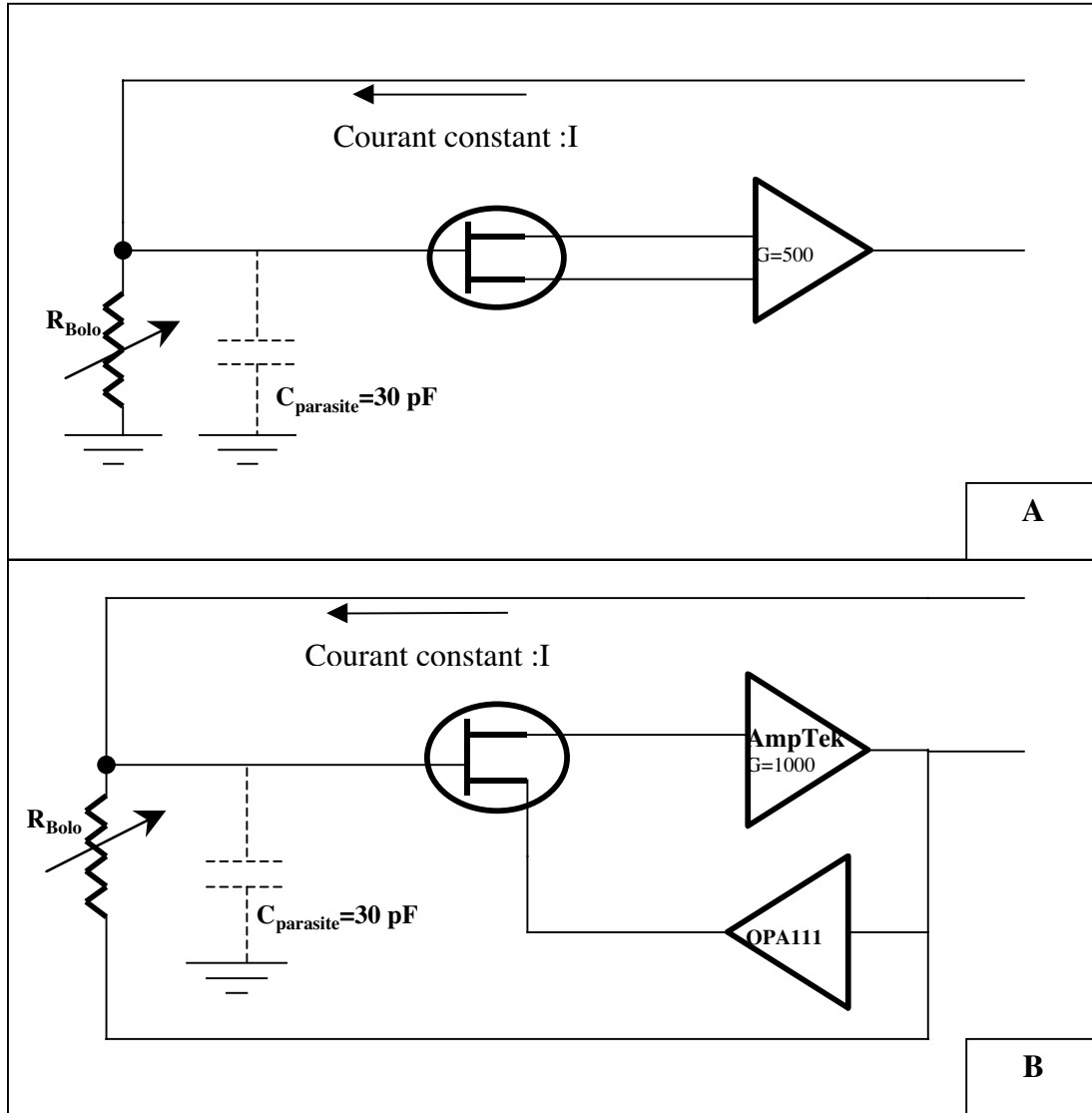
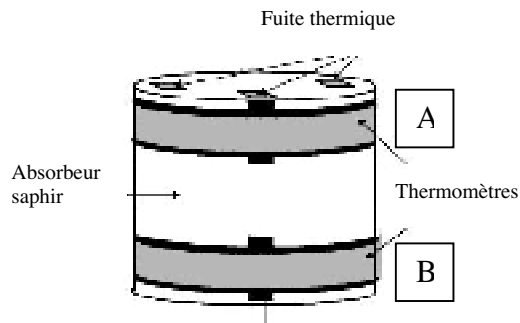
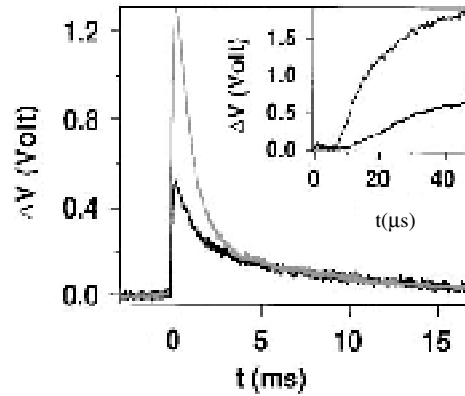


Figure II.4.3) A) En appliquant un courant constant nous mesurons la variation de résistance du thermomètre en mesurant la variation de tension. Le temps de montée de ce circuit est limité à $R_{bolo}C_{Parasite}$ par la capacité parasite. B) En mettant le thermomètre dans le circuit de contre réaction d'un amplificateur rapide (AmpTek 250), le temps de montée devient $R_{bolo}C_{Parasite}/G(=1000)$, par l'effet Miller (Gray 1984).



A



B

Figure II.4.4)A) Un bolomètre en saphir ($\phi : 20\text{mm}$ $h : 20\text{mm}$) équipé de deux thermomètre destinés à localiser les événements. B) Les signaux des deux thermomètres pour un gamma de 500 keV..

Anneau de garde

Jusqu'ici nous avons vu les efforts pour identifier les événements très près de la surface des électrodes de collecte de charge. Le modèle de Penn (voir II.2) prévoit aussi une CIC pour les événements ayant lieu près de la surface non couverte du détecteur car les états de surface des SC peuvent piéger les porteurs.

Dans un détecteur SC avec une géométrie de cylindre où les électrodes de collecte de charge sont sur les faces planes, on identifie ces événements par la technique "d'anneau de garde".

Cette technique consiste à segmenter l'une des électrodes en deux parties (comme montré sur la [figure II.4.5.](#)) un disque et un anneau. On mesure alors séparément la charge collectée sur ces deux segments.

La distribution du champ électrique fait que jusqu'à une certaine distance (\cong la largeur de l'anneau) de la surface cylindrique la charge créée par l'événement est collectée sur l'anneau. D'après le théorème de Ramo, dans ce cas, la charge mesurée est 0 sur l'électrode centrale et Q sur l'anneau de garde. On peut donc rejeter les événements qui donnent un signal non nul sur l'électrode de garde.

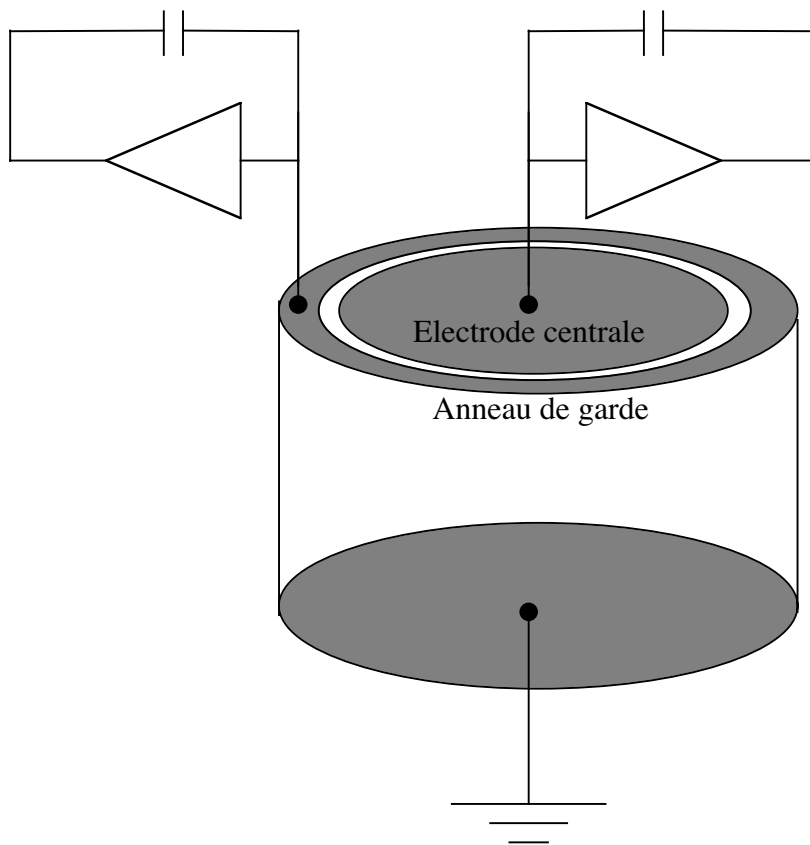


Figure II.4.4) Segmentation d'électrode de collecte de charge en électrode centrale et l'électrode de garde.

II.5) Conclusion:

Nous avons défini les événements de surface comme des événements donnant lieu à une anomalie de mesure pour la seule raison d'être près d'une surface du détecteur.

Nous avons vu que la problématique des événements de surfaces est complexe et dépend de l'expérience.

Selon l'application ou les conditions d'expérience, l'anomalie due aux événements de surface se révèle à des distances variables, allant d'une fraction de micron à 1 mm.

Pour la détection de charge, nous avons vu qu'un événement de surface donne lieu à une collecte incomplète de charge (CIC). Nous avons défini deux types d'événements de surface : 1) La surface couverte par les électrodes de collecte 2) La surface libre (non couverte).

Nous avons vu que par des mécanismes pouvant être très différents, les deux types d'événements donnent lieu à une CIC.

Une méthode "passive" de réduction des phénomènes de CIC pour la détection simultanée ionisation chaleur a été exposée. Nous avons vu que cette méthode n'est pas assez fiable pour éliminer tous les événements de surface notamment à basse énergie.

Plusieurs méthodes "actives" ont été décrites et nous avons vu que toutes ces méthodes sont limitées par le bruit ligne de base. Le meilleur résultat était de 97% de rejet pour les énergies $>25\text{keV}$.

Dans les chapitres suivants, nous présenterons la méthode que nous avons développée pour identifier les événements de surface dans un détecteur ionisation chaleur en étudiant la partie transitoire du signal de chaleur. Cette méthode est basée sur l'utilisation des couches minces $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ comme thermomètre et comme électrodes de collecte de charge.

Références:

EDELWEISS coll., Physics Letters B, Volume 479, Pages 8-14 (April 2000)

Knoll G.F, “radiation detection and measurement“ John Willey & Sons Copy right 1989

Klein.C.A, J of Appl phys, Vol 39, N4 pp 2029 (1968)

Llacer.J, Haller.E.E, Cordi.R.C, IEEE Trans Nucl Sci, Vol 24, N1, pp 53 (1977)

Goulding.F.S, Nucl Inst & Methods, 142 pp 213 (1977)

Rossington.C.S, Giaque.R.D, Jaklevic.J.M, IEEE Trans Nucl Sci, Vol 39, No 4, (1992)

Penn.M.J, Dougherty.B.L, Cabrera.B, Clarke.R.M, J. Appl. Phys, 79(11), pp 8179, (1996)

Luke.P.N, Rossington.C.S, Wesela.M.F, IEEE Trans Nucl Sci, Vol 41, No 4, (1994)

Shutt.T et al , Proceed 7th Internat Workshop on LTD, 1997.

L'Hôte et al , Proceed 7th Internat Workshop on LTD, 1997

Caywood.J.M, Mead.C.A, Mayer.J.W, Nucl Inst & Methods, 79, pp 329 (1970)

Broniatowski.A, Juillard.A, Bergé.L, Dumoulin.L, “Low temperature detectors “ Edit, F.S Porter 2002

Shutt et al, Nucl inst & Meth in Phys, A 444, pp 340, (2000)

Shutt.T “Low temperature detectors “ Edit, F.S Porter 2002

Clark.R.M, PhD thesis “An athermal phonon mediated dark matter detector with surface event discrimination“, Stanford University (1999)

Clark R.M, et al, Appl. Phys. Lett, Vol 76, 2958, (2000)

Broniatowski.A, Mirabolfathi.N, Dumoulin.L, Juillard.A, Bergé.L, Nucl inst & Meth in Phys, A 444, pp 327, (2000)

Gray.P.R, “Analog Integrated circuits“ John Willey & Sons Copy right 1984, pp 112.

Marie-magdeleine et al , , Nucl inst & Meth in Phys, A 444, pp 364, (2000).

Chapitre III

Bolomètre avec un thermomètre sensible au régime transitoire thermique

III.1) Phonons hors d'équilibre

Définition :

La solution quantique des équations du mouvement des atomes d'un milieu cristallin donne des modes propres de mouvements collectifs de ceux-ci. Ces modes collectifs sont les phonons. Comme dans le cas d'un oscillateur harmonique l'énergie de ces modes est :

$$E = \hbar \omega$$

La relation entre la fréquence de phonons ($\nu = \omega/2\pi$) et le vecteur d'onde ($q = 2\pi/\lambda$) est donnée par les courbes de dispersion. Dans un milieu anisotrope, elle dépend de la direction cristalline. Une telle courbe est donnée pour un cristal de saphir (Al_2O_3) sur la **figure III.1.1**.

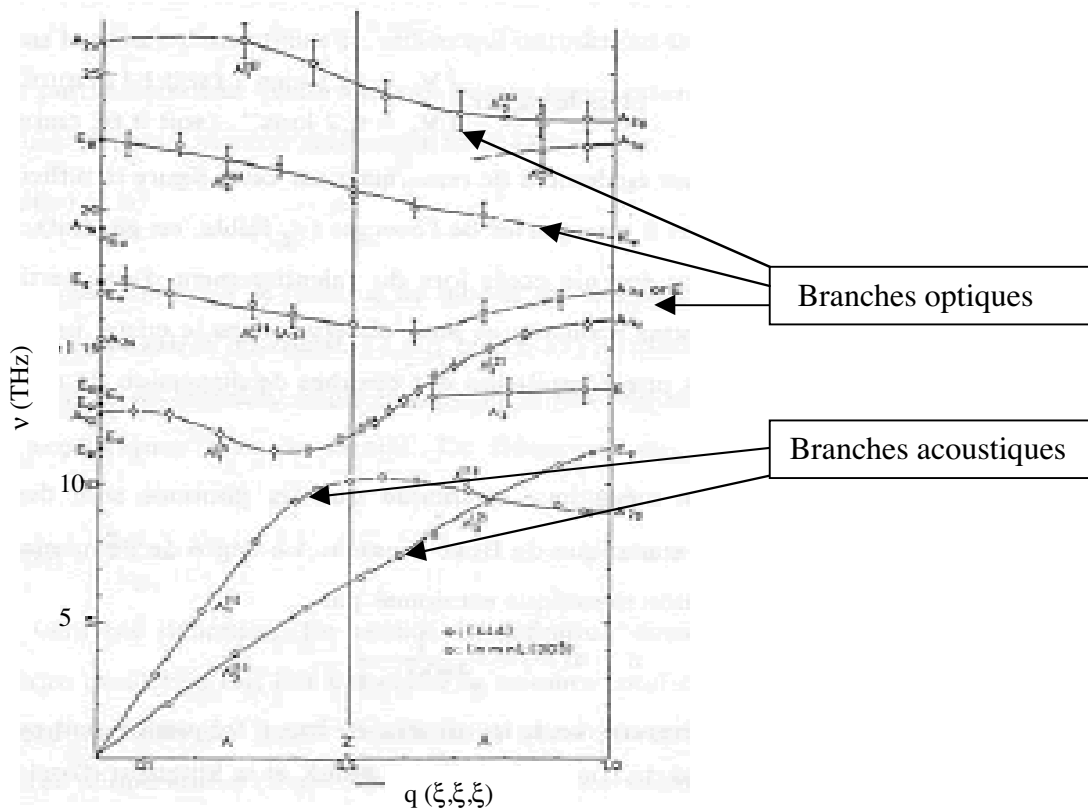


Figure III.1.1) Courbes de dispersion du saphir dans la direction $[1,1,1]$. Nous distinguons les phonons des branches acoustiques (basse fréquence mais de vitesse de groupe, $d\omega/dq$, grande) et les phonons des branches optiques (haute fréquence avec une vitesse de déplacement petite). (Figure provenant de la thèse de P. De Marcillac)

Nous voyons les branches acoustiques (vibration en phase de tous les éléments de la maille élémentaire)) et les branches optiques (vibration due aux éléments dans la maille).

La vitesse de transport est définie par la vitesse de groupe ($V = \partial\omega/\partial k$). On voit bien que ce sont les branches acoustiques qui participent au transport d'énergie.

Dans un cristal isolant ou semiconducteur à très basse température ($KT \ll \Delta E_{\text{gap}}$) où tous les électrons sont gelés dans la bande de valence, la température est définie par l'état d'occupation des phonons et il en est donc ainsi pour tous les paramètres de réseau (Chaleur spécifique, conductivité thermique...).

Les phonons étant considérés comme des particules de spin 0, ils suivent une distribution de type Bose Einstein :

$$n(\omega) = \frac{1}{e^{\hbar\omega/KT} - 1} \quad (\text{III.1.1})$$

avec une densité d'états:

$$D(\omega) \propto \omega^2$$

Dans le cadre du modèle de Debye où l'on définit une fréquence limite (Fréquence de Debye ω_D) pour calculer l'énergie totale, on trouve la chaleur spécifique du cristal :

$$C(T) = AT^3$$

$$A = \frac{12\pi^4 Np k_B}{5\Theta_D^3} \quad (\text{III.1.2})$$

où k_B est la constante de Boltzmann, Np est le nombre total d'atomes et Θ_D est la température de Debye.

Pour la distribution en énergie des phonons nous trouvons une loi similaire à la loi de Stéfan où pour une température donnée la fréquence dominante des phonons est (comme un corps noir) de

$$\hbar\omega = \frac{h\langle v_{\text{son}} \rangle}{\lambda} = 2.82 k_B T \quad (\text{III.1.3})$$

Pour le saphir $\Theta_D = 1035$ K ([Fugate 1969](#)), $\langle v_{\text{son}} \rangle = 7.1$ km/s, nous trouvons à 50 mK $v_{\text{dom}} = 3.5$ GHz.

Nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que cette fréquence est définie à l'état d'équilibre thermique du cristal.

Nous nous intéressons maintenant à la création des phonons, autrement dit à l'évolution des phonons issus d'un impact de particule dans le cristal.

Evolution des Phonons hors d'équilibre dans un cristal :

Les phonons hors d'équilibre sont les phonons dont les énergies ne suivent pas la distribution III.1.3 pour un cristal à la température T.

La population des phonons créés après l'impact contient des phonons à très haute énergie qui ne sont évidemment pas en équilibre avec les autres phonons. Nous essayons de faire une

description de l'évolution de ces phonons, autrement dit d'analyser les processus de thermalisation des phonons issus d'un impact.

A très basse température (50 mK) où l'interaction phonon-phonon (p-p) devient peu importante et donc le libre parcours moyen des phonons devient assez long, il est possible qu'un phonon non thermalisé puisse traverser des distances comparables à la taille du cristal. Ainsi on définit le phonon balistique : un phonon dont le libre parcours moyen est plus grand que les dimensions du cristal.

Un scénario pour la thermalisation de la population des phonons hors d'équilibre est le suivant (Maris et Tamura 1993) (Tamura 1985) (Lee 1996) (Levinson 1986):

1) Tout de suite après l'impact une zone très chaude est créée. La distribution des phonons est très variable selon la concentration d'énergie. On peut penser à une boule chaude où la concentration des phonons est tellement grande que l'interaction p-p confine les phonons.

2) Les vibrations primaires vont se traduire par une population de phonons très énergétiques (optique ou acoustique à l'énergie de Debye $\Theta_D > 300$ K). La probabilité de désintégration des phonons optiques est toujours non nulle (Narasimhan 1991) : un phonon optique peut se désintégrer vers deux phonons acoustiques de plus basse énergie (en respectant les lois de conservation de l'énergie et de vecteur d'onde)

$$|\omega_1, q_1, j_1\rangle \xrightarrow{\text{inélastique}} |\omega_2, q_2, j_2\rangle + |\omega_3, q_3, j_3\rangle$$

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$$

$$q_1 = q_2 + q_3$$

$j_1, j_2, j_3 = L, FT$ ou ST sont les polarisations respectives Longitudinale, Transverse rapide, Transverse lente (la polarisation ST est pratiquement stable vis-à-vis d'une désintégration inélastique).

Ces phonons pour leur part se désintègrent vers des phonons acoustiques de l'ordre de la température de Debye (376 K pour Ge et 1035 K pour Al_2O_3).

Les étapes 1 et 2 sont en principe très courtes (10-100 psec) et donc pendant ce temps l'énergie est très peu propagée (quelques centaines de mailles élémentaires).

3) Les phonons acoustiques ainsi générés subissent pour leur part :

i) Désintégrations spontanées "processus inélastiques de type N"

En considérant les termes du troisième ordre dans l'Hamiltonien décrivant la dynamique du réseau cristallin, on trouve une probabilité non nulle pour qu'un phonon de haute énergie ($q_1, \omega_1, \epsilon_1$) se désintègre vers deux autres phonons ($q_2, \omega_2, \epsilon_2$) ($q_3, \omega_3, \epsilon_3$) (Ziman 1960). Dans le cas général les taux de cette désintégration sont donnés par Herring (Herring 1954) :

$$\Gamma(kj) = \Gamma_0 (v / v_{\max})^5 g(\vec{k}, j) \quad \text{III.1.4}$$

ou $\Gamma(kj)$ est la probabilité de désintégration d'un phonon de fréquence ν , de vecteur d'onde k et de polarisation j , Γ_0 est une constante qui dépend des matériaux (dans Ge, $\Gamma_0 = 0.0018 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$) et $g(\vec{k}, j)$ est une fonction sans dimension qui dépend de la direction de propagation.

Nous voyons que ces taux dépendent très fortement de l'énergie du phonon initial. Lorsque l'énergie des phonons a ainsi atteint des valeurs de l'ordre de 10 à 20 K, ils deviennent quasiment stables à l'échelle des temps de transit dans le cristal. Pour certains phonons (ST), par les limitations imposées par les lois de conservation, la désintégration spontanée est exclue (Orbach 1964).

Nous trouvons ainsi une dépendance de l'énergie moyenne des phonons en fonction du temps (Maris 1990) :

$$\langle E \rangle = \frac{0.57}{(At)^{1/5}} \quad A = 7.4 \times 10^{-4} \text{ K}^{-5} \text{ sec}^{-1} \text{ pour Ge} \quad \text{III.1.5)}$$

Sur la figure III.1.2 nous montrons cette dépendance.

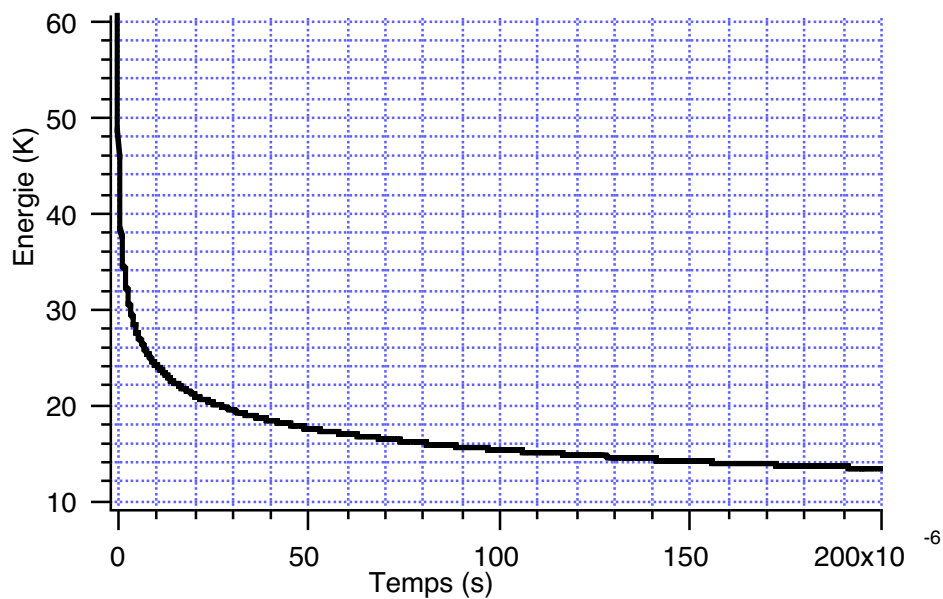


Figure III.1.2) Evolution de l'énergie moyenne des phonons par rapport au temps dans le Ge. Nous voyons sur cette figure que les phonons de 10 K sont relativement stables vis à vis des processus inélastiques.

ii) Collisions élastiques “processus élastique de type I”

Les phonons peuvent subir des collisions avec les impuretés ainsi qu'avec les isotopes. Ces collisions sont en général des collisions élastiques qui conservent l'énergie des phonons.

$$|\omega_1, q_1, j_1\rangle \longrightarrow |\omega_2, q_2, j_2\rangle$$

$$\omega_1 = \omega_2$$

Les taux de cette interaction pour un cristal avec une structure diamant (Ge, Si, ...) sont donnés (Tamura 1983) par :

$$\tau_l^{-1} = \frac{\pi V_0 g_2 \omega^2 D(\omega)}{6} \quad \text{III.1.6)}$$

V_0 est le volume spécifique de la maille élémentaire, $D(\omega)$ est la densité de phonons et g_2 est une fonction qui mesure la variation relative de la masse des isotopes.

$$g_2 = \sum_i x_i (\Delta M_i / \bar{M})^2$$

ΔM_i est la différence entre la masse atomique moyenne et la masse de l'isotope i et x_i est l'abondance de celui ci.

Pour le cas du Ge, les taux d'interaction deviennent (Maris 1990) :

$$\tau_l^{-1} = B E^4 \quad B = 7 \text{ K}^{-4} \text{ sec}^{-1} \quad \text{III.1.7)}$$

Nous voyons que ces taux deviennent très élevés pour les phonons énergétiques, ainsi nous nous attendons à avoir un régime diffusif pour la propagation des phonons de haute énergie.

Transport “quasidiffusif”

La forte dépendance de τ_l avec E et l'existence simultanée des collisions élastiques et des collisions inélastiques (désintégration des phonons) font que la constante de diffusion (D) varie avec le temps. Ce mode de transport est appelé, dans la littérature, le mode quasidiffusif (Kazakovtsev Levinson 1978) (Born 1982)

Pour le cas où $\tau_l \ll \tau_N \ll$ temps de vol balistique, nous pouvons décrire l'évolution de la densité des phonons par :

$$\frac{\partial n(E, r, t)}{\partial t} = D(E) \nabla^2 n(E, r, t) - \left\{ A E^5 n(E) - \int_E^\infty A E'^5 P(E', E) n(E') dE' \right\} \quad \text{III.1.8)}$$

Le terme entre les crochets représente le rôle des collisions inélastiques.

Une solution asymptotique à cette équation est donnée par Levinson et Kavakovtsev. Le resultat donne la distance parcourue au bout du temps t ;

$$r \approx v_D (\tau_A \tau_l)^{\frac{1}{2}} (t / \tau_A)^{\frac{9}{10}} \quad \text{III.1.9)}$$

Dans le cas du Ge cette relation devient :

$$r = 7505.37(t)^{\frac{9}{10}} \quad (\text{cm}) \quad \text{III.1.10)}$$

Comparons cette formule de transport d'énergie avec le cas de la diffusion pure et le cas du transport balistique. Nous trouvons une vitesse de transport “quasidiffusif” intermédiaire. La [figure III.1.3](#) donne une comparaison entre ces trois modes de transport.

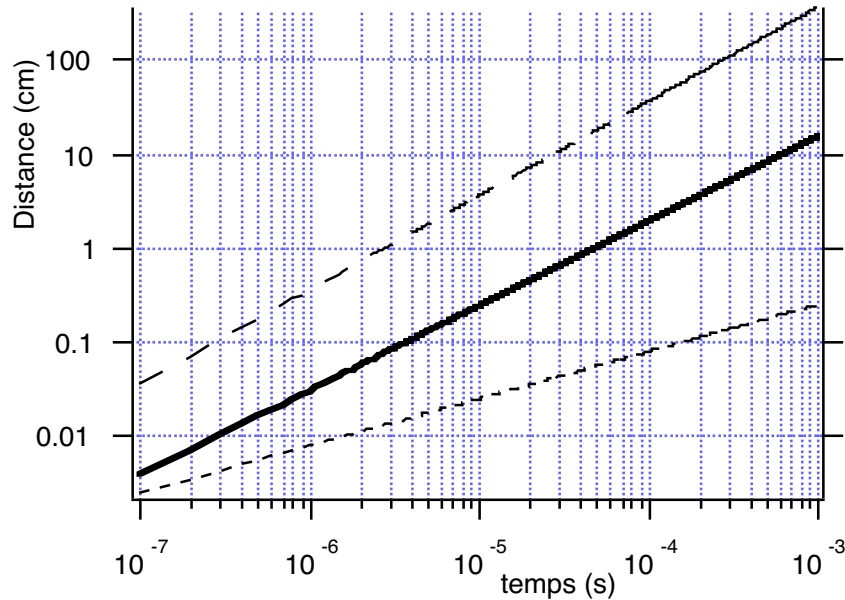


Figure III.1.3) Comparaison entre les vitesses de transport dans le cas balistique (tirets), quasidiffusif (trait plein) et diffusif (pointillé). La vitesse de transport dans le cas quasidiffusif est placée entre les cas “diffusion pure” et “balistique pur”. Pour le cas de la diffusion, la constante de diffusion est calculée pour des phonons de 10 K.

Nous avons vu sur la [figure III.1.2](#) qu’après un certain temps (entre 2 et 5 μs) l’énergie moyenne des phonons varie peu dans le temps. Sur la [figure III.1.3](#) nous voyons que la distance parcourue correspondante est de l’ordre de 1mm. Nous appelons cette distance la distance de « concentration d_c ». Je reviendrai sur ce point à la fin de ce chapitre.

La solution asymptotique que nous avons décrite précédemment est basée sur une approximation où l’énergie des phonons issus de chaque désintégration est égale à la moitié de l’énergie du phonon de départ (par le fait que $P(\omega') \propto E'^2(E - E')^2$ (Ziman 1960)). En faisant cette hypothèse, on exclut la possibilité d’avoir des phonons balistiques dès les premiers chocs inélastiques. Ceci est cependant possible (dès le premier choc nous pouvons avoir des phonons à assez basse énergie pour être balistiques). H.Maris (Maris 1990) montre qu’en considérant cette possibilité, une partie (30 %) de l’énergie est transportée d’une manière balistique dès les premiers chocs. Le résultat de cette remarque est de diminuer d_c et la valeur ≈ 1 mm doit être considérée comme un ordre de grandeur.

Conclusion

Les études théoriques ainsi que les mesures expérimentales ([Lee 1996](#)) montrent que les phonons issus de l'impact d'une particule dans un cristal très pur et à très basse température peuvent rester très longtemps hors d'équilibre (un phonon de 10 K reste stable pendant 10 msec et cette durée peut aller jusqu'à 2 heures pour un phonon de 1K).

Par un mode de transport de chaleur, dit « quasidiffusif », les phonons primaires issus de l'impact créent une zone concentrée en phonons de haute énergie (50 K) dont la dimension est macroscopique ($\cong 1\text{mm}$). Nous appelons le rayon de cette zone : distance de concentration d_c qui nous servira pour analyser nos données expérimentales prochainement.

Nous allons maintenant nous intéresser aux techniques de détection de ces phonons hors d'équilibre.

Techniques de détection des phonons hors d'équilibre

Un bolomètre destiné à détecter les particules est composé d'un absorbeur de capacité calorifique C_{ab} où ont lieu les impacts et d'un thermomètre de capacité calorifique C_s qui mesure l'énergie d'impact.

L'énergie déposée par la particule augmente l'énergie interne du système ($E+\Delta E$) et elle augmente localement la température de l'absorbeur (états hors d'équilibre). Le temps nécessaire pour atteindre la température d'équilibre, $(E+\Delta E)/(C_{ab}+C_s)$ dépend des modes de transport et de relaxation de l'énergie déposée. Il peut atteindre quelques 10 msec. Cette augmentation de l'énergie interne est évacuée par la liaison thermique entre le bolomètre et le bain froid et nous supposons que ce processus est le plus lent de tous.

Le transport entre le point d'impact et le senseur thermique se fait le plus souvent par les vibrations cristallines. L'histoire de la thermalisation de ces phonons est décrite dans la section précédente.

Un bolomètre peut s'utiliser selon deux modes de fonctionnement très différents:

i) Mode «thermique» : ce mode consiste à attendre l'équilibre thermique du bolomètre après l'impact et à mesurer la variation de température globale du bolomètre. C'est en général le seul mode accessible avec des thermomètres collés.

ii) Mode «athermique ou balistique» : Il s'agit de détecter les phonons hors d'équilibre (balistiques) pour étudier le comportement transitoire du bolomètre.

Par la méthode *i* nous mesurons directement l'énergie déposée par la particule. Cette méthode est par principe insensible au régime transitoire. Ainsi nous ne pouvons pas estimer le lieu du point d'impact par cette méthode de détection.

Par la méthode *ii*, le bolomètre sera sensible au flux des phonons hors d'équilibre. L'application de cette méthode soulève deux questions :

- Est-ce que le flux des phonons hors d'équilibre est un bon indicateur de l'énergie déposée ?
- Est-ce que ce flux peut permettre de localiser le point d'impact?

Si la réponse à ces deux questions est « oui », alors il y a beaucoup d'avantages à utiliser la méthode *ii* car :

- Pour certains bolomètres (massifs) la localisation des événements est une information très importante (voir chapitre II)
- Si tous les phonons hors d'équilibre sont thermalisés dans le thermomètre, la sensibilité du détecteur devient indépendant de la taille du bolomètre. Ceci est un point très important pour les expériences qui nécessitent une grande masse d'absorbeur (comme les expériences destinées à la détection de matière noire).

- Le temps de réponse d'un bolomètre qui fonctionne sur la base du régime transitoire est assez court pour augmenter le taux de comptage (ce point n'est pas important pour une expérience de détection d'événements rares, mais il pourrait l'être pour des expériences sur accélérateur).

Deux conditions sont nécessaires pour pouvoir détecter les phonons hors d'équilibre:

- Il faut qu'il y ait un très bon couplage entre l'absorbeur et le thermomètre. Ce couplage est garanti si le thermomètre est déposé directement sur l'absorbeur (par rapport à des thermomètres qui sont connectés à l'absorbeur par l'intermédiaire de matériaux collants).
- Il faut que le plupart des phonons hors d'équilibre soit thermalisés dans le thermomètre. Le cas idéal est un bolomètre dans lequel le thermomètre est le seul endroit pour thermaliser les phonons hors d'équilibre. Dans la section précédente, nous avons vu qu'en dessous d'un certain seuil (10 K) la diffusion inélastique dans le cristal des phonons devient négligeable (voire impossible pour certaines polarisations des phonons). Il reste les effets de diffusion sur la surface libre du cristal. La diffusion inélastique sur la surface peut dépendre fortement de la rugosité de celle-ci ([Eisenmenger 1986](#)) ([Northrop 1984](#)) ([Klitser 1987](#)) ([Every 1984](#)).

Pour satisfaire ces deux conditions, nous utilisons des couches minces d'isolant d'Anderson directement évaporées sur un absorbeur monocristallin (Ge ou saphir) dont la surface est traitée pour avoir la plus faible rugosité possible (polissage mécanique et chimique)

III.2) Rappel sur les couches minces $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$

Isolant d'Anderson :

La transition Métal-Isolant (TMI) de Mott-Anderson est un phénomène complexe, non encore totalement compris et qui met en jeu des phénomènes de localisation des porteurs par les systèmes désordonnés et de répulsion Coulombienne entre ces porteurs.

Dans la théorie d'échelle de la localisation c'est une transition du deuxième ordre avec un exposant critique qui dépend des matériaux (1/2 ou 1). Cet exposant gouverne en particulier la divergence de la longueur de localisation (ξ) à l'approche de la TMI.

Les thermomètres les plus utilisés en bolométrie, que ce soient un NTD Ge ou, dans nos expériences les couches minces NbSi, sont des isolants d'Anderson, c'est à dire des systèmes proches de la TMI du côté isolant.

Ce sont des métaux à petite échelle (à l'échelle de la longueur de localisation, ξ) en ce sens qu'il y a beaucoup d'électrons au niveau de Fermi.

Ce sont des isolants à grande échelle, c'est à dire que leur résistance tend vers l'infini lorsque T tend vers zéro. A température finie le transport électrique est "assisté" par les excitations thermiques (phonons ou électrons).

Loi de Résistance :

Du côté isolant de la transition métal-isolant et très près de celle-ci, on s'attend à une conductivité non nulle due aux sauts des électrons par effet tunnel entre les sites éloignés dans l'espace mais proches en énergie (Variable Range Hopping).

Par des méthodes de percolation, et en supposant une densité non nulle au niveau de Fermi, Mott a calculé la résistivité macroscopique de ces isolants:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\left(\frac{T_M}{T}\right)^{1/4}\right) \quad \text{III.2.1)}$$

$$k_B T_0 = \frac{\beta}{g(\mu) \xi^3}$$

où $g(\mu)$ est la densité d'états au niveau de Fermi, ξ est la longueur de localisation et β est une constante (20 à trois dimensions).

Efros et Shklovskii, ont montré qu'à cause des interaction coulombiennes dans les systèmes désordonnés, la densité d'états "instantanée" (celle qui est impliquée dans les processus dynamiques comme l'effet tunnel) s'annule avec une forme parabolique au niveau de Fermi. Considérant cet effet, ils ont déduit une loi de résistance différente de celle du Mott :

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\left(\frac{T_{ES}}{T}\right)^{1/2}\right) \quad \text{III.2.2)}$$

$$k_B T_{ES} = \frac{\beta' e^2}{\kappa \xi} \quad \text{III.2.3)}$$

où $\kappa = 4\pi\epsilon\epsilon_0$.

Sur la **figure III.2.1**, Nous voyons une comparaison entre ces deux loi de résistance. Nous voyons un croisement des deux courbes vers 150 mK dans l'exemple choisi.

Le “pseudo gap” Δ_C , introduit au niveau de fermi, est dû à l'interaction coulombienne entre les électrons. Cette interaction est écrantée à assez haute température et alors la résistance suit la loi de Mott. A plus basse température ($k_B T < \Delta_C$) c'est la loi d'Efros et Shklovskii qui est observée. La température de passage d'un régime à l'autre donne une estimation de Δ_C (**figure III.2.1**). L'exposant 1/2 résulte de l'hypothèse d'une densité d'états parabolique au voisinage du niveau de Fermi. A très basse température la prise en compte des interactions de Coulomb à tous les ordres conduit à des exposants compris entre 1/2 et 1.

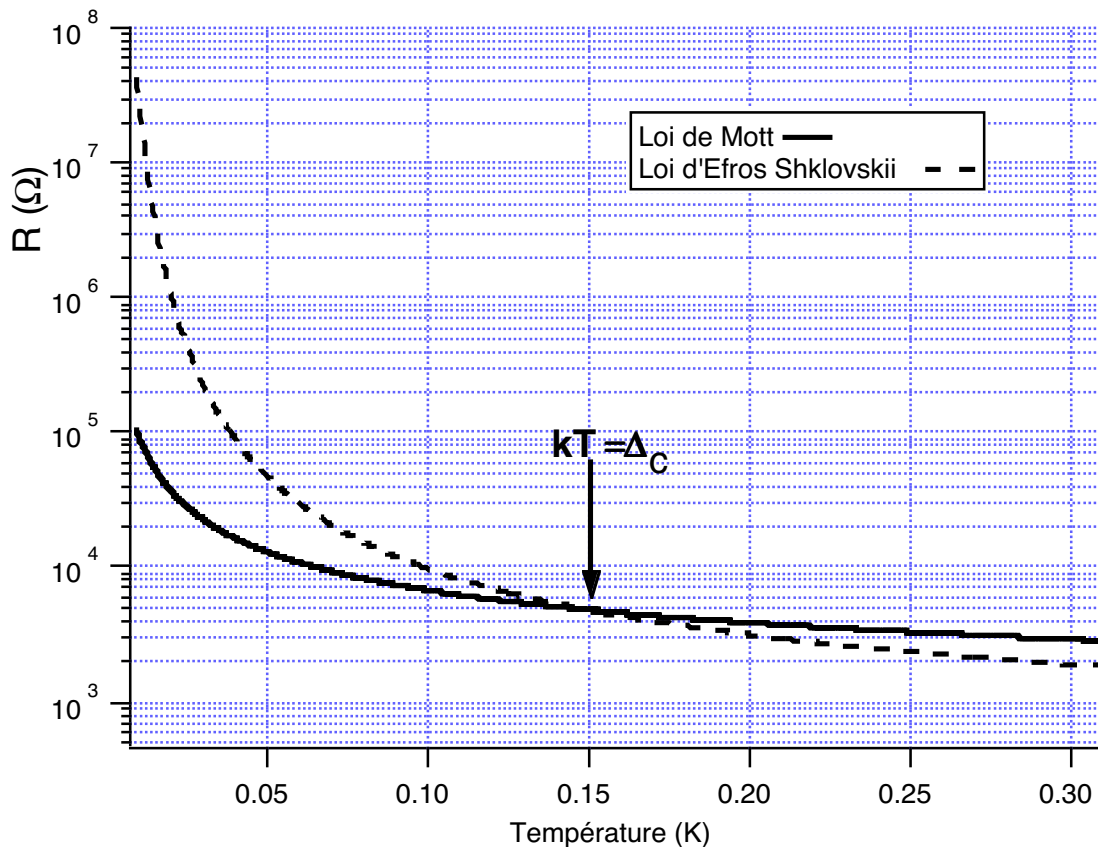


Figure III.2.1) Comparaison entre la loi de Mott ($R_0=200$ $T_0=15$) et la loi de Efros et Shklovskii ($R_0=200$ $T_0=1.5$). Le point de croisement donne une estimation du gap de Coulomb.

Propriétés statiques des couches minces de Nb_xSi_{1-x}

Les couches minces de Nb_xSi_{1-x} coévaporées ont une structure amorphe (Hsu 1991) (Allen 1993). Elles montrent une transition métal-isolant pour $\sim x=9\%$ (exposant critique de transition $\nu=1$) (Marnieros 1998, Marnieros 2000). Une étude détaillée des propriétés de ces couches est donnée dans la thèse de Stefanos Marnieros. Nous présentons Ici quelques rappels nécessaires pour la suite de cette thèse.

Résistance

Pour la résistance de nos thermomètres pour une concentration typique $x \approx 8.5\%$, nous trouvons la loi de Mott à haute température ($T > 150$ mK) et la loi d'Efros et Shklovskii à plus basse température ($T < 150$ mK). La transition entre ces deux loi à lieu à une température T_{ME} ,

$$T_{ME} = 16 \frac{T_E^2}{T_M}$$

la résistance de nos échantillons suit la loi :

$$R(T) = R_0 \exp\left(\left(\frac{T_0}{T}\right)^n\right)$$

Pour des questions de sensibilité, nous travaillons à très basse température où la résistance suit une loi proche de celle d'Efros et Shklovskii (ES.) Nous trouvons un exposant n ($1/2 < n < 1$ par exemple 0.65) qui est souvent plus grand que celui donné par la loi EF (0.5). T_0 , est contrôlée par la concentration x et R_0 par les dimensions des films ($R_0 = \rho_0 d / S$ où d est la longueur du film entre les électrodes et S sa section. ρ_0 dépend peu de x dans la gamme de concentration utilisée).

La sensibilité sans dimension du thermomètre est :

$$\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} = n \left(\frac{T_0}{T}\right)^n$$

Nous avons donc intérêt à avoir T_0 grand et à travailler à basse température. Pour des questions de rapport signal sur bruit la résistance du thermomètre est souvent imposée. Dans ce cas :

$$\begin{aligned} \left(\frac{T_0}{T}\right)^n &= \ln(R / R_0) \Rightarrow \alpha = n \ln(R / R_0) \\ R_0 &= \rho_0 \frac{S}{d} \Rightarrow \alpha = n \ln\left(\frac{RS}{\rho_0 d}\right) \end{aligned} \quad \text{III.2.4)}$$

ρ_0 est sensiblement constant donc la seule façon d'augmenter la sensibilité et d'augmenter le rapport S/d. Nous pouvons atteindre des rapports très grands en utilisant des thermomètres de type peigne que je présenterai dans la section suivante.

Chaleur spécifique

La chaleur spécifique des couches $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ est la somme de trois termes (Marnieros 1999) :

$$C = C_N + C_i + C_{\text{local}}, \quad \text{III.2.5)}$$

$$C_N = (4 \pm 2) \times 10^{-8} / T^2$$

$$C_i = \gamma T \quad \gamma = 6 \times 10^{-5} \text{ J/K}^2\text{cm}^3 \quad \text{III.2.6)}$$

$$C_{\text{Local}} = bT^\alpha \quad b = 7 \times 10^{-6} \text{ J/Kcm}^3 \quad \alpha = 0$$

C_N est la capacité calorifique due au spin nucléaire du Nb. La dépendance du temps de relaxation de ce terme de chaleur spécifique avec la température fait que nous ne l'observons que pour les temps de mesure très longs (>200 ms).

La chaleur spécifique due aux électrons est interprétée comme ayant deux composantes : les électrons délocalisés et les électrons localisés.

La composante délocalisée a des propriétés métalliques, elle donne ainsi une chaleur spécifique linéaire en température (C_i).

La composante localisée se révèle être due à l'interaction d'échange de moments magnétiques localisés. Elle donne un terme sensiblement constant entre 20 et 200 mK. Les valeurs mesurées sont en accord avec les modèles théoriques (C_{Local}).

Comparée aux chaleurs spécifiques des métaux classiques, Au ($C = 6.4 \times 10^{-5} \text{ J/Kcm}^3$) nous trouvons le même ordre de grandeur. Donc en terme de chaleur spécifique nous pouvons considérer le $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ dans la gamme des concentrations utilisées comme un métal au dessus de 200 mK avec un terme résiduel constant au dessous de 200 mK.

Sur la **figure III.2.2** nous montrons une comparaison entre la chaleur spécifique d'une couche de dimensions $1\text{cm} \times 1\text{cm} \times 60\text{nm}$ (la géométrie souvent étudiée dans cette thèse) et la chaleur spécifique d'un absorbeur en Al_2O_3 ou en Ge de 24 ou 33 grammes respectivement qui correspondent à un cristal cylindrique de diamètre et de hauteur 20 mm tels que ceux que nous avons étudiés. Nous avons travaillé le plus souvent dans des situations où la capacité calorifique de l'absorbeur était supérieure à celle du senseur.

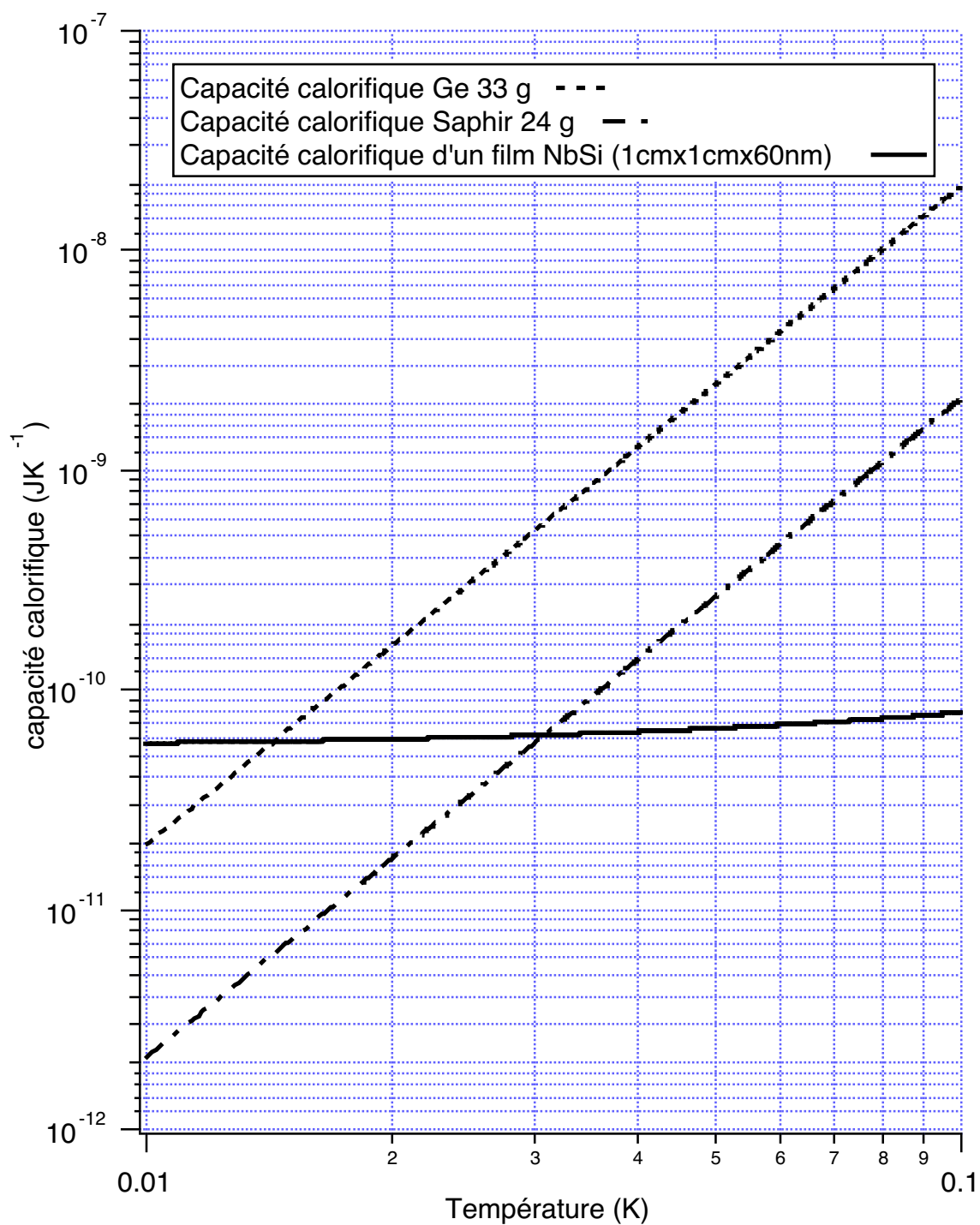


Figure III.2.2) Capacité calorifique d'un film NbSi (avec la géométrie typique utilisée durant cette thèse) comparée aux capacités calorifiques de deux types d'absorbeur (Ge et saphir $\phi=20\text{mm}$ $h=20\text{mm}$) étudiés durant cette thèse.

Conductivité thermique

Dans le cas général la conductivité thermique κ est:

$$\kappa = C.v.l/3 \quad \text{III.2.7)}$$

C est la chaleur spécifique, v est la vitesse moyenne des excitations qui transportent la chaleur et l est leur libre parcours moyen. Comme l peut dépendre fortement de l'énergie des porteurs un calcul plus précis est :

$$\kappa = \int C.v.l(E).n(E)dE$$

La chaleur est transportée par les électrons et par les phonons. Essayons d'estimer la conductivité thermique correspondante aux électrons et aux phonons dans les films de NbSi.

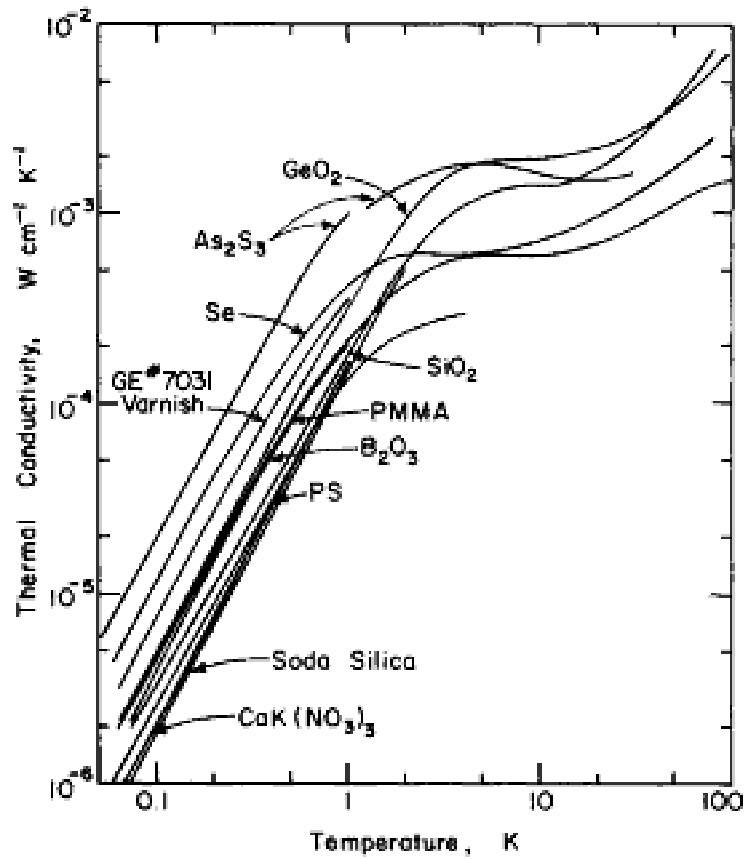
Les couches de NbSi ont une structure amorphe très désordonnée. Dans un tel matériau à très basse température le libre parcours moyen des électrons est limité par le désordre et l est de l'ordre de la distance interatomique et indépendant de l'énergie. Pour la vitesse des électrons nous prenons la vitesse de Fermi typique d'un métal :

$$v_F = (\hbar / m) \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{1}{3}}$$

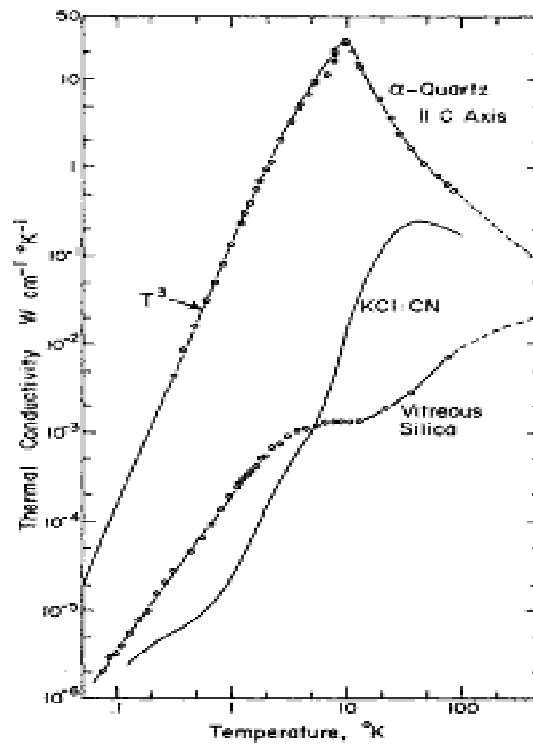
Où m est la masse de l'électron et N/V est la densité d'électrons au niveau de Fermi. Pour trouver N/V d'une couche $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ nous prenons N/V de l'Au (bien entendu c'est une approximation mais elle peut donner l'ordre de grandeur car la chaleur spécifique du NbSi et de l'Au sont du même ordre). Nous trouvons ainsi $N/V \cong 5.9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Pour la chaleur spécifique nous prenons la valeur à 100mK donné par la formule III.2.5 . Nous trouvons alors $\kappa_e = 5.6 \times 10^{-5} \text{ WK}^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Les mesures de conductivité thermiques en fonction de la température dans des matériaux amorphes isolants montrent un comportement similaire pour la plupart des matériaux. Sur la **figure III.2.3a** nous observons une dépendance en T^2 à basse température, un plateau vers 10K, puis un remontée vers 100K. Les cristaux montrent en revanche une conductivité thermique qui varie en T^3 aussi longtemps que le libre parcours n'est limité que par les dimensions du cristal.

Si l'on prend la conductivité thermique de SiO_2 vitreux pour la contribution des phonons à la conductivité dans le NbSi, nous trouvons $\kappa_{ph} = 4 \times 10^{-5} \text{ WK}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ donc du même ordre que la conductivité due aux électrons. Comparons ce résultat avec la conductivité thermique du substrat, un cristal de Saphir ou de Ge (avec une épaisseur de l'ordre de 20mm) à 100 mK. Nous trouvons $\kappa_{cristal} = 5 \times 10^{-4} \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ et $5 \times 10^{-3} \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ respectivement.



a)



b)

Figure III.2.3 a) Conductivité thermique de différents matériaux amorphes. (Stephens 1973) b) Comparaison entre la Conductivité thermique du Si amorphe et du Quartz et un cristal de KCl, avec 0.1% d'impureté (Zeller1971).

Nous pouvons donc supposer qu'une élévation locale de température du film de NbSi (telle que celles que nous analyserons plus tard) relaxera essentiellement vers le substrat avant de diffuser dans le film (supposant que la résistance Kapitza à l'interface NbSi-Cristal est négligeable).

Remarque

Ce comportement universel de transport par les phonons dans des matériaux amorphes est expliqué par la théorie des états à deux niveaux développée par Philips (Philips 1987). Cette théorie est basée sur l'hypothèse d'états d'énergie supplémentaires (dégénérés) dans un réseau amorphe.

Il considère que les atomes dans un réseau peuvent faire des sauts tunnel entre deux positions de minimum de potentiel (Contrairement au cas du cristal où la position des atomes est imposée par la symétrie). Cette possibilité introduit des états qui peuvent interagir avec les autres excitations de réseaux.

Par un calcul de perturbation dépendant du temps, il trouve une conductivité thermique :

$$\kappa(T) = A.(\sum_j \frac{v_j}{P\gamma_j^2})T^2$$

v_j est la vitesse pour chaque polarisation de phonons γ_j dépend de l'interaction des phonons avec les états à deux niveaux, et P est une constante qui dépend du réseau. Ce calcul ne prévoit pas le plateau de conductivité thermique. Une comparaison entre la conductivité de Si cristallin (quartz) et SiO_2 amorphe est donnée sur la figure III.2.3 b.

Découplage électron phonon

Les études de S.Marnieros montrent un découplage entre les électrons et les phonons dans des couches de $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ (Marnieros 2000). Comme dans les métaux, il a été montré qu'après correction d'effet de champ électrique (qui ont pour effet de diminuer T_0), la résistance du thermomètre dépend uniquement de la température du bain d'électrons.

Le système NbSi est bien décrit par le modèle à deux bains (électrons et phonons) développé pour les métaux. Ce modèle suppose qu'on peut définir une température pour chacun de ces bains T_e et T_{ph} et qu'ils sont couplés par l'interaction g_{e-ph} :

$$P = g_{e-ph}(T_e^n - T_{ph}^n) \quad \text{III.2.8}$$

où P est la puissance déposée dans les électrons par le passage du courant. Nous trouvons $n=5$ et $g_{e-ph}=150 \text{ Wcm}^{-3}\text{K}^{-5}$ dans le cas des meilleurs films du point de vue de l'homogénéité.

Pour trouver la température d'électrons nous mesurons la résistance. Dans un cadre général (avec l'effet de champ électrique) la résistance suit une loi :

$$R(T) = R_0 \exp\left(\left(\frac{T_0}{T}\left(1 - \frac{eE\xi}{2k_B T}\right)\right)^n\right)$$

ξ est la longueur de localisation. Pour les champs très faibles (10 Volt/m) à $T=100 \text{ mK}$ et ξ de l'ordre de 5 nm:

$$\frac{eE\xi}{2k_B T} = 0.025$$

Donc l'effet de champs électrique est mineur, et nous pouvons déduire T_e par la mesure de la résistance en utilisant la courbe $R(T)$ obtenue à faible polarisation (où $T_e = T_{ph}$).

III.3) Comportement athermique des bolomètres équipés des couches minces $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$.

Modèle

Sur la figure III.3.1 nous trouvons le modèle pour le comportement thermique d'un bolomètre équipé d'un thermomètre de type couche mince.

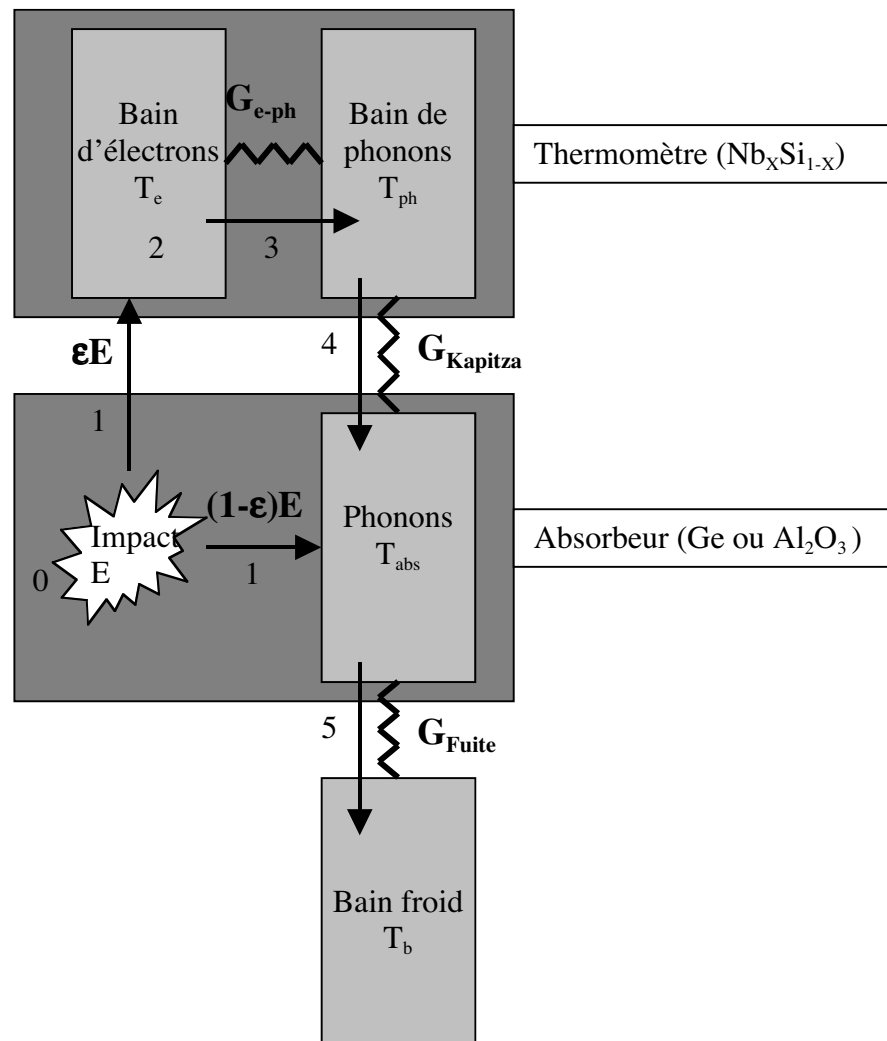


Figure III.3.1) Modèle thermique pour la réponse d'un bolomètre équipé de couches minces thermométriques à l'impact d'une particule.

Sur la figure, nous montrons le processus de thermalisation de l'énergie déposée par une particule dans l'absorbeur. J'expliquerai chaque étape numérotée sur la figure de ce processus :

0) Impact :

Dans la section III.1) nous avons vu que très peu de temps après l'impact (100 ps) l'énergie s'est transformée en une population de phonons très chauds. Cependant par les processus

anharmoniques ces phonons se désintègrent vers des phonons à plus basse énergie. Nous avons trouvé que pour des distance $> d_c \sim 1 \text{ mm}$ les phonons ont une énergie (équivalente à 10 - 20 K) stable sur des temps longs. Alors ils se propagent balistiquement vers les surfaces de l'absorbeur.

Autrement dit pour les impacts qui sont plus loin que 1 mm de la surface du thermomètre nous nous attendons à avoir un flux d'énergie des phonons dépendant peu du point d'impact.

1) Phonons hors d'équilibre à l'interface du film :

Ces phonons ont une probabilité $\alpha(q,j)$ de traverser l'interface film-absorbeur. α dépend de la qualité de l'interface et aussi de l'adaptation acoustique (liée à la différence entre la vitesse du son dans le cristal et dans le film), de la polarisation et de la fréquence des phonons ainsi que de la direction cristallographique de l'interface.

Cette probabilité de passage a fait l'objet de diverses expériences depuis la théorie de Kapitza sur la conductivité thermique aux interfaces à des températures cryogéniques.

Le modèle de désadaptation acoustique (Little 1961) est basé sur la différence des propriétés élastiques entre les deux milieux. Le calcul consiste à considérer la différence de l'impédance acoustique ($Z=\rho c$) entre les deux milieux. La probabilité de passage pour des phonons de direction normale à la surface est donnée par :

$$\alpha = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2}$$

Ce calcul ne tient pas compte de la possibilité de changement de la polarisation des phonons au passage de l'interface. Un calcul plus rigoureux consiste à résoudre les équations du mouvement dans les deux milieux continus :

$$\rho \omega^2 u_i = q_j c_{ijkl} q_k u_l \quad \rho : \text{densité de masse et } c_{ijkl} : \text{tenseur d'élasticité.}$$

On impose les conditions aux limites (Snell) à l'interface qui sont la conservation de ω et de la composante parallèle à la surface du vecteur d'onde (q).

Avec ce modèle, en considérant la vitesse du son (c) dans le NbSi comme étant celle dans Si amorphe.

$$V_L = 6 \times 10^5 \text{ cm/s} \quad V_T = 3.75 \times 10^5 \text{ cm/s}$$

Nous trouvons les valeurs suivantes :

$$\alpha_{\text{Ge} \rightarrow \text{NbSi}} (L \rightarrow L) \approx 0.6$$

$$\alpha_{\text{Ge} \rightarrow \text{NbSi}} (T \rightarrow T) \approx 0.5$$

$$\alpha_{\text{Ge} \rightarrow \text{NbSi}} (T \rightarrow L) \approx 0.15$$

$$\alpha_{\text{Ge} \rightarrow \text{NbSi}} (L \rightarrow T) \approx 0.1$$

où L et T indique la polarisation longitudinale ou transverse des phonons.

Cependant ce modèle ne décrit pas le passage des phonons de haute énergie. Diverses observations montrent une anomalie de la résistance de Kapitza à l'interface solide-hélium aussi bien qu'à l'interface, solide-solide. Les résistances trouvées expérimentalement à haute température (> 10 K), sont souvent plus basses que celles prévues par le modèle de désadaptation acoustique.

Un modèle pour expliquer cette anomalie a été développé par Swartz (Swartz 1989) : il est basé sur la désadaptation diffusive des phonons à l'interface. Selon ce modèle un phonon incident à l'interface est diffusé d'une manière indépendante de la vitesse et de la direction initiale. Cette théorie prévoit que la probabilité de passage dépend uniquement de la densité relative des phonons des deux côtés de l'interface. Ce modèle donne une probabilité accrue aux phonons de haute fréquence de passer l'interface.

2) Interaction des phonons chauds avec les électrons du film thermométrique :

Les phonons qui ont traversé l'interface vont interagir avec les électrons du film de NbSi. Théoriquement, la probabilité d'absorption de ces phonons, η , dépend fortement de l'énergie du phonon. Nous attendons ainsi pour des phonons de haute fréquence où, $q.l_e \gg 1$ (l_e est le libre parcours moyen des électrons et q est le vecteur d'onde du phonon) une interaction qui suit une loi de type $l_e \propto 1/\omega$. L'absorption des phonons longitudinaux dans ce cas est beaucoup plus importante que celles des phonons transverses. (Pröbst 1995)

Les films étudiés durant cette thèse ont souvent une épaisseur de l'ordre de 60 nm. Nous calculons un libre parcours moyen pour les phonons de 10 K, de l'ordre de 10 nm.

La valeur moyenne de η ($\bar{\eta}$) mesurée par S.Marnieros (Thèse de S.Marnieros 1998) est de l'ordre de 12% pour des événements ayant lieu loin du thermomètre. Cette valeur moyenne est calculée en faisant l'hypothèse que les phonons longitudinaux sont tous absorbés et les phonons transverses ne le sont pas. Nous observons aussi une dépendance de η en fonction de l'absorbeur que nous associons à la différence des impédances acoustiques.

Nous pouvons conclure que la valeur de η dépend du spectre et la polarisation des phonons. Ainsi pour un impact ayant lieu à une distance $< d_c$ (défini à la fin de section IV.1) nous nous attendons à avoir une valeur de η nettement plus grande que celle des impacts plus profonds pour deux raisons :

i) la probabilité d'interaction dépend de l'énergie et nous avons vu qu'à des distance $< d_c$ la valeur moyenne de l'énergie des phonons hors d'équilibre est plus grande.

ii) La probabilité d'interaction e-ph dans le NbSi d'un phonon longitudinal est plus grande que celle d'un phonon transverse. Dans la section IV.1 nous avons vu que l'évolution des phonons hors d'équilibre issus de l'impact d'une particule (partant d'une distribution équilibrée des phonons longitudinaux et transverses) va vers une population plus peuplée en phonons transverses (à la fin des processus de désintégration seulement 10 % des phonons ont la polarisation longitudinale). Ainsi nous concluons que dans une distance $< d_c$ la densité relative des phonons longitudinaux est plus élevée qu'à des distance $> d_c$.

3 et 4) Relaxation des électrons chauds vers les phonons du cristal :

L'interaction électron-électron est plus rapide que l'interaction électron-phonon à très basse température, donc un électron qui a absorbé un phonon hors d'équilibre partage rapidement son énergie avec les autres électrons (au niveau de Fermi). Ainsi nous trouvons à la fin des processus de relaxation des phonons hors d'équilibre une température du bain d'électrons :

$$\Delta T_e = \frac{\varepsilon E}{C_{NbSi}} \quad \text{III.3.1)}$$

ε , est la fraction des phonons hors d'équilibre qui se sont thermalisés dans le film.

Les phonons hors d'équilibre se thermalisent soit dans le film (par les électrons) soit dans le cristal (par les défauts de surface). Si l'on associe à chaque processus de relaxation un temps caractéristique de relaxation (τ_{film} , τ_{cristal}), le temps de relaxation sera :

$$\tau_r = \frac{\tau_{\text{film}} \tau_{\text{cristal}}}{\tau_{\text{film}} + \tau_{\text{cristal}}} \quad \text{III.3.7)}$$

comme ε est $\tau_r / \tau_{\text{film}}$:

$$\varepsilon = \frac{\tau_{\text{cristal}}}{\tau_{\text{film}} + \tau_{\text{cristal}}} \quad \text{III.3.8)}$$

Nous pouvons estimer τ_{film} par les paramètres que nous avons définis auparavant (flux des phonons, probabilité de passage et probabilité d'absorption par les électrons de film) ([Pröbst 1995](#)).

$$\frac{1}{\tau_{\text{film}}} = \frac{A_{\text{film}} \langle \alpha v_{\perp} \rangle \bar{\eta}}{2V_{\text{cristal}}} \quad \text{III.3.9)}$$

A_{film} : Surface du film, V_{cristal} = Volume du cristal, $\langle \alpha v_{\perp} \rangle$: moyenne du produit de la probabilité du passage par la composante normale de la vitesse à la surface sur le spectre de phonons et $\bar{\eta}$ est la moyenne de la probabilité d'absorption.

Les électrons chauffés à $T_e + \Delta T_e$ cèdent leur énergie à travers l'interface vers les phonons de l'absorbeur avec un temps :

$$\tau_{e-ph} = \frac{C_{\text{film}}}{G_{e-ph}} \quad \text{III.3.10)}$$

où $G_{e-ph} = 5g_{e-ph} T^4$. Si l'on met $C_{\text{film}} \propto \text{cte}$ ($T < 200$ mK), nous trouvons une dépendance en T^{-4} pour ce temps.

Le point intéressant est que le temps de relaxation électron-phonon est indépendant de la géométrie du bolomètre, car pour une température donnée G_{e-ph} et C_{film} sont proportionnels au volume du film.

5) Refroidissement de l'ensemble du bolomètre à travers de la fuite thermique :

Le système, « absorbeur - thermomètre » se trouve en équilibre thermique quelque ms après l'impact. La température atteinte sera ainsi :

$$\Delta T_{bolo} = \frac{E}{(C_{cristal} + C_{film})}$$

Cette température ne dépend que de l'énergie déposée et ne dépend ni de la valeur de ε ni du point d'impact.

L'énergie déposée dans le bolomètre sera évacuée par la fuite thermique vers le bain froid avec un temps caractéristique :

$$\tau_{fuite} = \frac{C_{cristal} + C_{film}}{G_{fuite}}$$

G_{fuite} dépend de la résistance de Kapitza entre l'absorbeur et les plots d'or évaporés sur l'absorbeur. Nous trouvons :

$$P = g_{fuite} (T_{cristal}^4 - T_{bain}^4) \Rightarrow G_{fuite} = 4T^3 g_{fuite}$$

Supposons que la chaleur spécifique de l'ensemble du bolomètre soit dominée par la chaleur spécifique du cristal (Figure III.2.2), nous nous attendons à avoir τ_{fuite} indépendant de la température.

Forme des signaux

On peut rassembler l'ensemble des étapes décrites précédemment dans deux équations couplées :

$$C_{film} \frac{d(\Delta T_{film}(t))}{dt} = -G_{e-ph} \Delta T_{film}(t) + \alpha_0 P_{polar} \Delta T_{film}(t) + G_{ph-e} \Delta T_{cristal}(t) + P_{film}$$

$$C_{cristal} \frac{d(\Delta T_{cristal}(t))}{dt} = -G_{ph-e} \Delta T_{cristal}(t) - G_{fuite} \Delta T_{cristal}(t) + G_{e-ph} \Delta T_{film}(t) + P_{cristal}$$

Si les phonons se thermalisent avec un temps caractéristique de τ_r , P_{film} et $P_{cristal}$ sont :

$$\alpha_0 = \frac{dR_{bolo}}{R dT_{film}}$$

$$\begin{aligned}
P_{film} &= \frac{\varepsilon E}{\tau_r} \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \\
P_{cristal} &= \frac{(1-\varepsilon)E}{\tau_r} \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right)
\end{aligned}
\tag{III.3.11}$$

Le terme $\alpha_0 P_{polar} \Delta T_{film}(t)$ correspond à la variation de la dissipation électrique due à la variation de résistance du thermomètre pendant la durée du signal ($\Delta R_{bolo}(t).I^2$). Cet effet “Electrothermal feedback” est très peu important pour les faibles polarisations (100 pW) que nous appliquons. Calculons cet effet sur un exemple réel : $I_{polar} = 1$ nA, $R_{bolo} = 1$ M Ω et un dépôt d’énergie de 100 keV. Imaginons que la sensibilité est telle que pour ce dépôt d’énergie R_{bolo} devient 0. Dans ce cas, $\Delta p_{\text{électrique}} = 0.5$ pW, à comparer à la puissance correspondant à la particule (0.3 nW, avec un $\tau_r \sim 50$ μ s) donne un rapport de l’ordre de 0.3% et nous pouvons négliger l’effet de la puissance de polarisation.

La solution de ces deux équations est la somme de trois exponentielles :

$$\begin{aligned}
\Delta T_{film}(t) &= A \exp\left(\frac{-t}{\tau_{fuite}}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_{e-ph}}\right) - (A + B) \exp\left(\frac{-t}{\tau_r}\right) \\
\Delta T_{cristal}(t) &= C \exp\left(\frac{-t}{\tau_{fuite}}\right) + D \exp\left(\frac{-t}{\tau_{e-ph}}\right) - (C + D) \exp\left(\frac{-t}{\tau_r}\right)
\end{aligned}$$

Les valeurs exactes de A,B,C,D, et les constantes sont données en Annexe 1 de la thèse de S.Marnieros. Nous nous mettons dans le cas limite où $\tau_{e-ph} \ll \tau_{fuite}$ dans ce cas :

$$\begin{aligned}
\tau_{fuite} &= \frac{C_{cristal} + \gamma C_{film}}{G_{fuite}} \\
\tau_{e-ph} &= \frac{1}{G_{e-ph}} \times \frac{C_{cristal} C_{film}}{C_{cristal} + C_{film}} \\
\gamma &= \left(\frac{T_{cristal}}{T_{film}}\right)^4
\end{aligned}$$

Le facteur γ est une mesure de découplage entre le bain de phonons et le bain d’électrons. A basse polarisation nous acceptons $\gamma \sim 1$.

Dans ce cas, nous avons

$$\begin{aligned}
A &= \frac{E}{C_{cristal} + C_{film}} \\
B &= \frac{E}{C_{cristal} + C_{film}} \frac{1}{1 - \frac{\tau_r}{\tau_{e-ph}}} C_{cristal} \left(\frac{\varepsilon}{C_{film}} - \frac{1-\varepsilon}{C_{cristal}} \right)
\end{aligned}$$

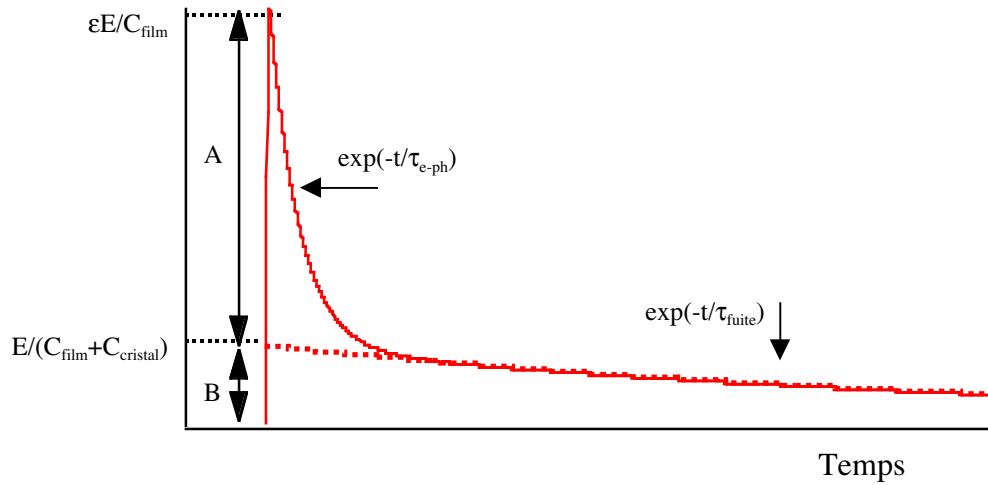
$$\tau_{fuite} = \frac{C_{cristal} + C_{film}}{G_{fuite}}$$

$$\tau_{e-ph} = \frac{1}{G_{e-ph}} \frac{C_{film} C_{cristal}}{C_{film} + C_{cristal}}$$

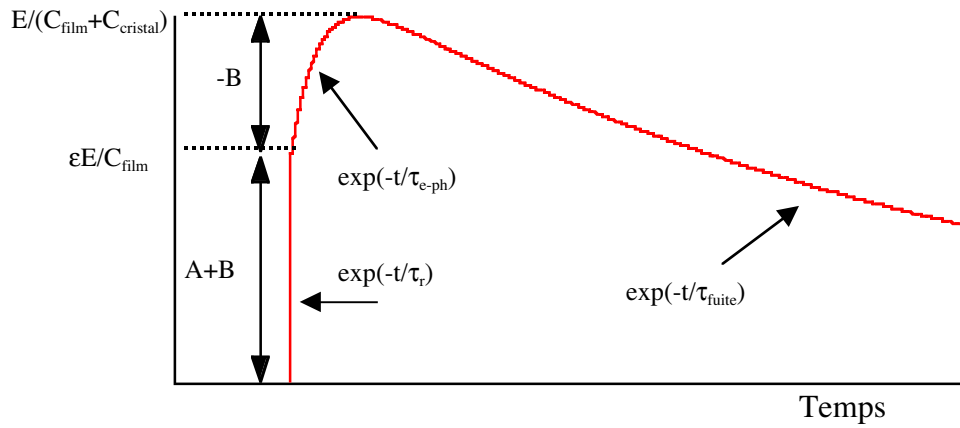
Pour le cas où $\tau_r \ll \tau_{e-ph} \ll \tau_{fuite}$, le bolomètre suit l'évolution que nous avons supposée implicitement dans le paragraphe précédent. C'est un régime de fonctionnement souhaitable pour faire de la calorimétrie car l'amplitude du signal dépend de l'énergie déposée durant le régime transitoire. Nous appelons ce régime « intégrateur ».

La valeur de A donne directement l'énergie déposée par la particule (mesure calorifique pure). La valeur de B à très basse température ($\frac{\tau_r}{\tau_{e-ph}} \ll 1$) et dans un bolomètre massif ($C_{cristal}$

$\gg C_{film}$) devient $B = E(\frac{\varepsilon}{C_{film}} - \frac{1-\varepsilon}{C_{cristal}})$. Selon le signe de B, nous aurons deux formes de signaux différentes (figure III.3.2).



A)



B)

Figure III.3.2) Pour le cas où $\tau_r \ll \tau_{e-ph} \ll \tau_{fuite}$ nous nous attendons à avoir deux types de signaux : A) si $(\epsilon/C_{film} - (1-\epsilon)/C_{cristal}) > 0$ et B) si $(\epsilon/C_{film} - (1-\epsilon)/C_{cristal}) < 0$.

Comme nous le voyons sur cette figure, dans le cas $B > 0$ l'amplitude du signal est proportionnelle à ϵ . Si l'on veut étudier la partie transitoire du signal nous aurons intérêt à travailler dans ce régime car dans ce cas une éventuelle relation entre ϵ et le point d'impact se traduit directement sur l'amplitude de la partie transitoire du signal.

Avec le diagramme montré sur la [figure III.2.2](#) nous estimons le minimum de ϵ nécessaire pour satisfaire cette condition.

$$\frac{\epsilon}{C_{film}} - \frac{1-\epsilon}{C_{cristal}} > 0 \Rightarrow \epsilon > \frac{C_{film}}{C_{film} + C_{cristal}}$$

A 50 mK pour un film NbSi (1cm×1cm×60nm), on a $C_{\text{film}}=6.6\times 10^{-11}$ J/K et pour un absorbeur en Ge $C_{\text{cristal}}=2.4\times 10^{-9}$ J/K, donc $\varepsilon > 3\%$ sera suffisant. Cette condition pour un bolomètre en saphir avec la même géométrie devient $\varepsilon > 20\%$. Sur la **figure III.3.3** nous trouvons ε_{min} (minimum de ε nécessaire pour avoir les signaux de forme (A) par rapport à la température de fonctionnement

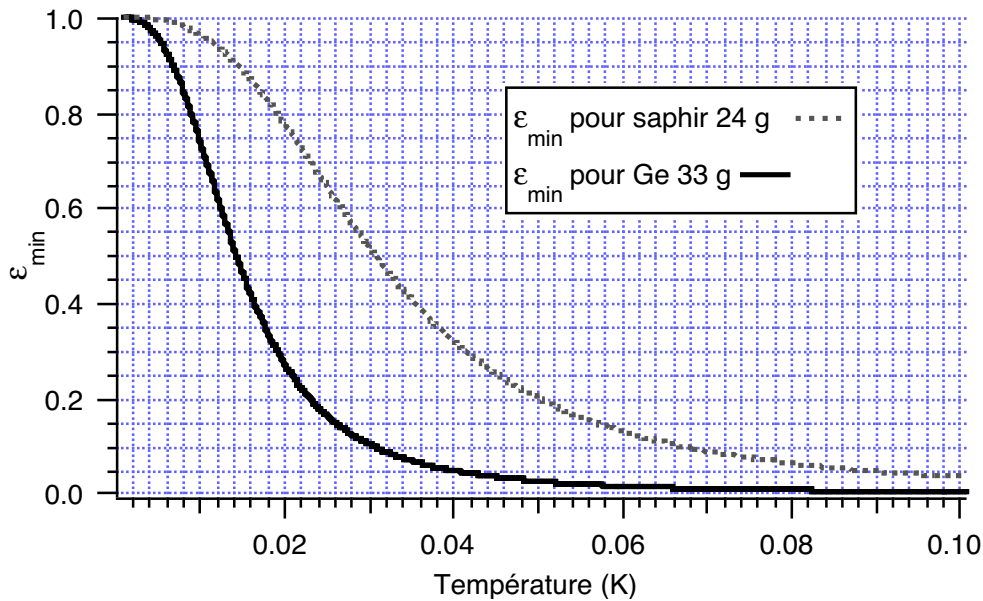


Figure III.3.3) Minimum de ε nécessaire pour avoir les signaux de forme (A) de la figure III.3.2. Le calcul est fait pour un film 1 cm×1 cm×60 nm évaporé sur des absorbeurs en Ge (33 g) ou saphir (24 g).

Nous mesurons ε à des températures où les deux conditions :

- i) $\tau_r \ll \tau_{\text{e-ph}} \ll \tau_{\text{fuite}}$ et
- ii) $\varepsilon > C_{\text{film}} / (C_{\text{film}} + C_{\text{cristal}})$

sont satisfaites. Par exemple à 70 mK, d'après la courbe universelle donnée par S.Marnieros, nous trouvons $\tau_{\text{e-ph}} = 700 \mu\text{s}$ comparé à $\tau_r \approx 100 \mu\text{s}$ et par la courbe de la **figure III.3.3**, nous trouvons $\varepsilon_{\text{min}} = 3\%$ pour Ge et 10 % pour saphir. Avec les valeurs typiques de $\varepsilon \approx 30\%$, les signaux ont une forme de type (A).

III.4) Nouvelle géométrie des thermomètres (possibilité d'identifier les événements de surface)

Nous avons vu dans la section précédente que l'intérêt d'utiliser les couches minces est de pouvoir détecter les phonons hors d'équilibre. Pour estimer l'efficacité du bolomètre à détecter les phonons hors d'équilibre, nous avons défini ε . Nous avons vu que ε dépend de :

- a) la qualité de la surface du cristal (thermalisation des phonons hors d'équilibre sur la surface).
- b) la pureté de cristal.
- c) le couplage entre les films et les phonons de l'absorbeur.
- d) l'efficacité d'absorption des phonons par les électrons (couplage électron-phonon).

Pour ces raisons nous avons intérêt à avoir des thermomètres qui couvrent une grande partie de la surface du bolomètre. Mais une grande surface augmente la capacité calorifique du thermomètre. Il faut donc trouver un compromis qui tient compte de l'épaisseur des films.

Dans la section III.2, nous avons vu que pour des questions d'optimisation du rapport signal/bruit, la résistance du thermomètre est fixée à une valeur déterminée par l'électronique de mesure. Nous avons vu qu'avec cette contrainte, la seule façon pour augmenter la sensibilité du thermomètre est d'augmenter le rapport section/longueur (S/d formule III.2.4) du thermomètre.

Une solution consiste à utiliser une géométrie de type peigne pour les électrodes du thermomètre. Sur la [figure III.4.1](#) nous voyons une comparaison entre cette géométrie et une géométrie classique. Nous voyons qu'avec la même surface et la même épaisseur du film thermométrique le rapport S/d est multiplié par 100 avec 10 dents.

Un autre avantage de cette géométrie est sa sensibilité à l'inhomogénéité du chauffage à l'échelle de la distance entre les deux dents du peigne. Nous allons montrer qu'un thermomètre de ce type ne répond pas à un chauffage homogène de la même manière qu'à un chauffage de même énergie mais très localisé. Nous profiterons de cette différence pour identifier les événements qui ont lieu dans le bolomètre très près de la surface du thermomètre (les événements de surface définis dans le chapitre précédent).

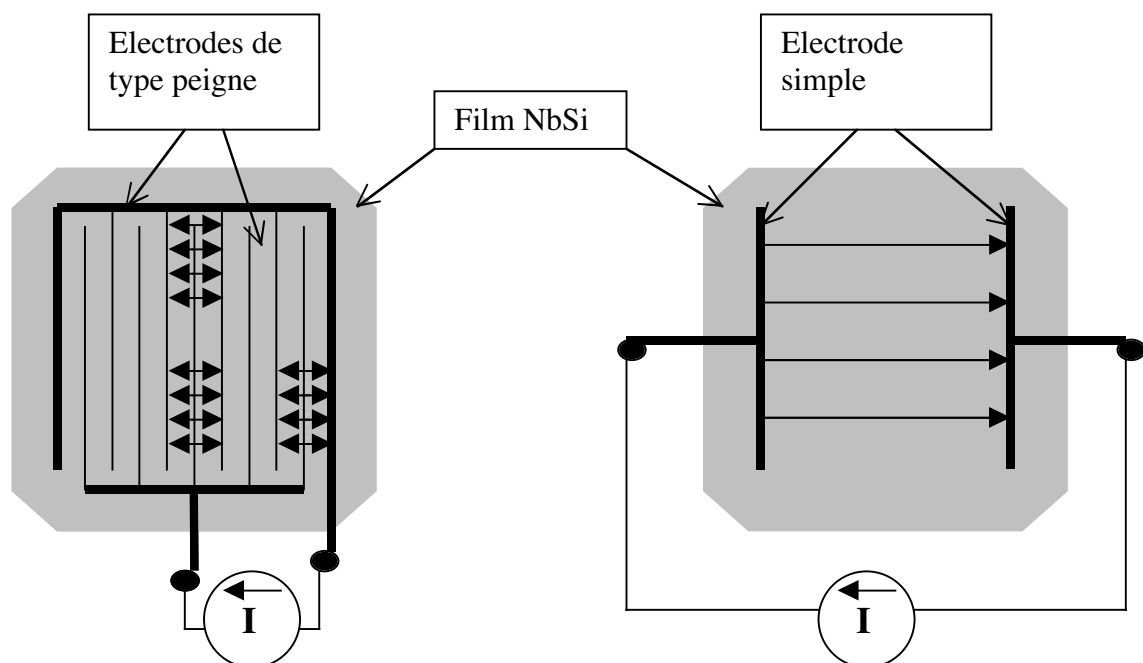


Figure III.4.1) Comparaison entre la géométrie peigne et la géométrie simple. Nous voyons que pour la même surface et la même épaisseur du film thermométrique, le rapport S/d est multiplié à 100.

III.5) Comportement athermique des bolomètres équipés des couches minces avec une géométrie de type peigne :

Effet «surchauffe» : modèle électrique d'un thermomètre de type peigne

Nos thermomètres sont des couches minces avec des électrodes de type peigne. Ils peuvent couvrir une surface importante du bolomètre.

Dans le modèle développé auparavant (Pröbst, Marnieros) (chapitre III.4) on considérait le cas d'un chauffage homogène de toute la surface du thermomètre (un flux homogène des phonons balistiques vers la surface du thermomètre).

Ce chauffage homogène n'est pourtant pas garanti dans le cas d'un thermomètre qui couvre une large surface du bolomètre. Nous allons montrer que pour une énergie donnée, un chauffage inhomogène d'un thermomètre de type «peigne» (dont la sensibilité est uniforme sur toute la surface), ne change pas la réponse jusqu'à un certain seuil de densité d'énergie déposée localement. Au delà de ce seuil apparaît ce que nous appellerons: l'effet « surchauffe ».

Pour calculer ce seuil, nous considérons le modèle électrique d'un thermomètre de type « peigne » **Figure III.5.1**.

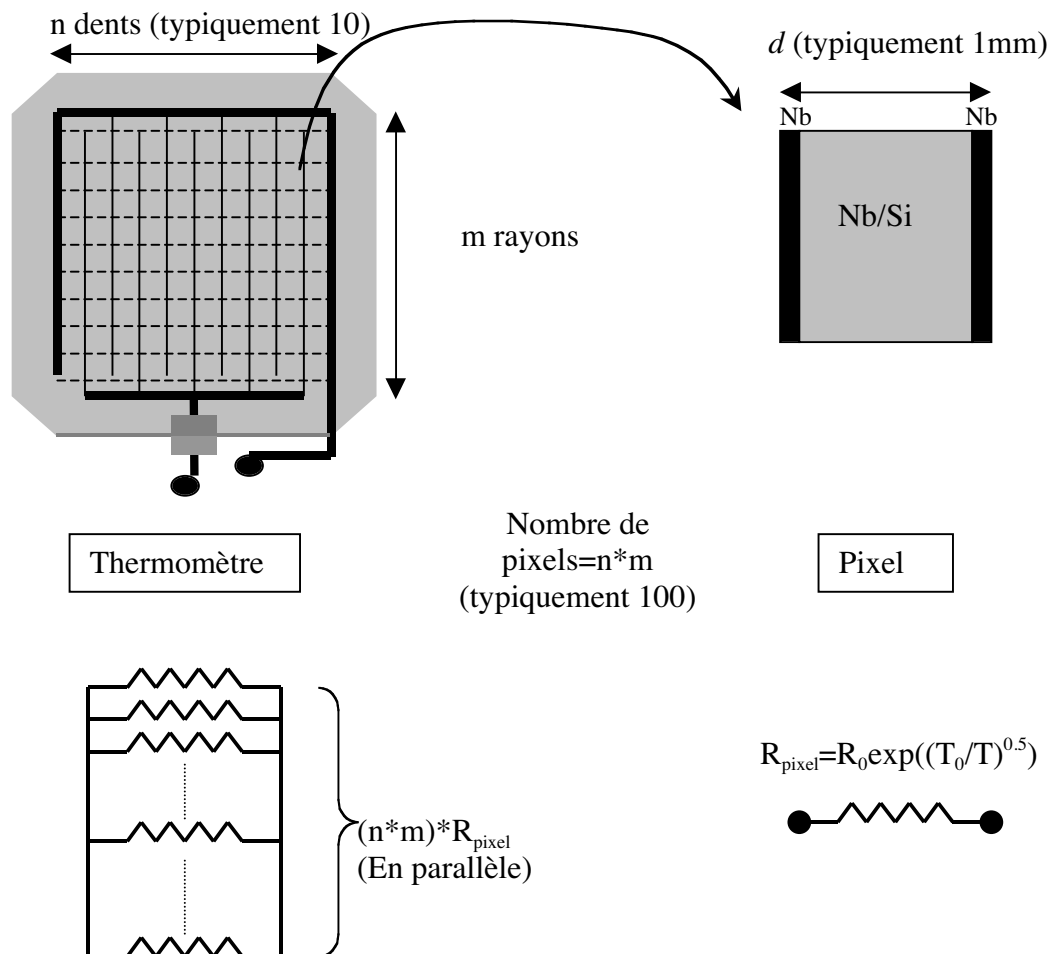


Figure III.5.1) Modèle électrique d'un thermomètre de type peigne (une géométrie que nous utiliserons souvent). Pour la description de la méthode de division de la surface du thermomètre en pixels, voir le texte.

Sur cette figure, j'ai représenté une géométrie typique des thermomètres étudiés au cours de cette thèse (n = nombre des dents du peigne électrode). Le modèle électrique pour cette géométrie est un ensemble de résistances en parallèle où chaque résistance représente un pixel. Toutefois le nombre des pixels n'est pas fixé par la géométrie elle-même. On peut, selon l'application et arbitrairement, définir la dimension de chaque pixel.

Pour notre application, nous nous intéressons à une taille de pixel qui nous permet d'étudier l'inhomogénéité maximale du chauffage du thermomètre. Autrement dit la taille minimum de pixel. Cette taille est fixée par la distance entre deux dents (d) des deux électrodes (un carré d^2). Ainsi nous divisons la surface du thermomètre en $n*m$ pixels où m est (largeur du thermomètre)/ d . Donc le nombre des résistances en parallèle dans le modèle électrique sera $n*m$.

Nous voulons comparer l'amplitude de la partie transitoire de ce thermomètre dans deux cas :

- i) chauffage homogène (l'énergie répartie également sur tous les pixels).
- ii) chauffage inhomogène (énergie est concentrée sur un nombre limité de pixels).

i) Chauffage homogène :

Pour simplifier les calculs, nous prenons le cas idéal de $\varepsilon=1$ où tous les phonons hors équilibre sont thermalisés dans le thermomètre. Nous supposons aussi que le thermomètre est de sensibilité uniforme. Dans ce cas :

$$R_i = R_{pixel} \quad i : 1 \text{ à } N$$

$$R_{total}^{-1} = \sum R_i^{-1} = N / R_{pixel} \Rightarrow R_{total} = R_{pixel} / N$$

où R_{total} est la résistance totale du thermomètre et N est le nombre de pixels. Pour un chauffage homogène :

$$\Delta R_i \propto \Delta T_i \propto E_i / C_{pixel}$$

C_{pixel} est la capacité calorifique de chaque pixel et $E_i = E_{total}/N$ est l'énergie des phonons absorbés dans chaque pixel. Comme l'énergie est répartie d'une manière homogène :

$$\Delta R_i = \Delta R_{pixel}$$

\Rightarrow

$$\Delta R_{total} = \Delta R_{pixel} / N \Rightarrow \Delta R_{total} / R_{total} = (\Delta R_{pixel} / N) / (R_{pixel} / N)$$

\Rightarrow

$$\Delta R_{total} / R_{total} = \Delta R_{pixel} / R_{pixel} \quad \text{III.5.1}$$

Nous voyons que la variation relative de la résistance totale du thermomètre a la même valeur que celle de chaque pixel.

ii) Chauffage inhomogène :

Prenons le même thermomètre mais un chauffage très inhomogène. La même énergie (les phonons) est concentrée sur un seul pixel (par exemple le pixel j). dans ce cas :

$$E_j = E_{total}$$

$$E_i = 0 \quad i \neq j$$

\Rightarrow

$$\Delta T_j = N \Delta T_{pixel} \Rightarrow \Delta R_j = N \Delta R_{pixel}$$

$$\Delta T_i = 0 \Rightarrow \Delta R_i = 0 \quad \text{pour } i \neq j$$

ΔR_{pixel} et ΔT_{pixel} sont les valeurs calculées pour le cas d'un chauffage homogène et nous avons supposé que ni la sensibilité ni la capacité calorifique ne varient avec la température. Calculons la variation de la résistance totale :

$$\Delta R_{total} = R_{total2} - R_{total1}$$

$$R_{total1} = R_{pixel} / N$$

$$R_{total2}^{-1} = \sum_{i \neq j} R_i^{-1} + (R_j - N \Delta R_{pixel})^{-1} = (N-1) R_{pixel}^{-1} + (R_{pixel} - N \Delta R_{pixel})^{-1}$$

\Rightarrow

$$R_{total2} = \frac{R_{pixel} (R_{pixel} - N \Delta R_{pixel})}{(N-1)(R_{pixel} - N \Delta R_{pixel}) + R_{pixel}} \Rightarrow \Delta R_{total} = \frac{-R_{pixel} \Delta R_{pixel}}{N(R_{pixel} - (N-1) \Delta R_{pixel})}$$

Si l'on calcule la variation relative de la résistance totale, nous trouvons :

$$\Delta R_{total} / R_{total} = \frac{-\Delta R_{pixel} / R_{pixel}}{1 - (N-1) \Delta R_{pixel} / R_{pixel}} \quad \text{III.5.2}$$

En comparant les valeurs obtenues de $\Delta R_{total}/R_{total}$ dans les deux cas (homogène et nonhomogène), nous trouvons qu'elles sont dans le rapport :

$$1 / (1 - (N-1) \Delta R_{pixel} / R_{pixel}) \approx 1 / (1 - \Delta R_j / R_j) \quad \text{III.5.3}$$

Si $\Delta R_j/R_j \ll 1$ les variations relatives de la résistance du thermomètre sont égales dans les deux cas. Pour $\Delta R_j/R_j > 1/10$ (1/10 est choisi en ordre de grandeur par référence à la dispersion due au bruit ligne de base de la voie chaleur), cette différence devient assez grande pour qu'on puisse détecter l'inhomogénéité de chauffage sur la surface du thermomètre. Nous voyons qu'avec la même énergie l'amplitude de la partie transitoire du signal est plus grande pour un chauffage localisé. C'est un effet purement électrique.

Nous pouvons généraliser la formule III.5.3 pour le cas où le nombre des pixels chauffés est plus grand que 1. Dans ce cas :

$$\Delta R_{total} / R_{total} = \frac{-\Delta R_{pixel} / R_{pixel}}{1 - ((N / m) - 1) \Delta R_{pixel} / R_{pixel}} \quad \text{III.5.4}$$

où m est le nombre de pixels chauffés. Nous voyons que l'effet d'un chauffage inhomogène sur la réponse du thermomètre disparaît rapidement avec le nombre de pixels chauffés (degré de l'inhomogénéité du chauffage).

Si les phonons hors équilibre arrivent vers le thermomètre en étant distribués sur la surface d'une sphère, pour une angle de projection donné :

$$m \propto d^2$$

où d est la distance entre le point d'impact et le thermomètre. On s'attend à avoir une amplification nette de la réponse du thermomètre pour un événement très près de la surface (de l'ordre de la dimension des pixels m=1) et une réponse constante pour les événements suffisamment loin du thermomètre.

Un point intéressant est le fait que le régime isotherme (la partie lente du signal) ne dépend pas du point d'impact. En conséquence, en comparant la partie transitoire et isotherme, on peut définir une signature pour les événements très près de la surface du thermomètre.

Limitations du modèle :

Reprenons la formule III.5.3, nous avons admis que pour avoir une anomalie électrique (sensibilité à l'inhomogénéité du chauffage) :

$$\Delta R_{pixel} / R_{pixel} > 1/10 \quad \text{III.5.5}$$

Calculons maintenant le minimum d'énergie correspondant à cette variation.

$$R_{pixel} = R_0 \exp\left(\left(\frac{T_0}{T}\right)^n\right) \Rightarrow \Delta R_{pixel} = \frac{nT_0^n}{T^{n+1}} R_0 \exp\left(\left(\frac{T_0}{T}\right)^n\right) \Delta T$$

Ainsi la condition III.5.4 devient :

$$n(T_0 / T)^n (\Delta T / T) > 0.1$$

ΔT est calculé à partir de la chaleur spécifique de notre thermomètre ([Marnieros 1999](#)),

$$\Delta T = E / C_{pixel}$$

\Rightarrow

$$E > \frac{0.1 C_{pixel} T^{n+1}}{n T_0^n} \quad \text{III.5.6}$$

Cette formule donne le seuil d'identification des événements très près de la surface du thermomètre. Nous voyons que pour abaisser ce seuil nous devons diminuer la taille des pixels, augmenter T_0 du thermomètre et travailler à très basses températures.

Par exemple pour le thermomètre présenté sur la **figure III.5.1**, avec $N=100$, et une composition de $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ qui donne $T_0 = 1.5 \text{ °K}$ et un film de 600 Å d'épaisseur à $T=30 \text{ mK}$, nous calculons :

$$C_{\text{pixel}} = (9 \times 10^{-6} + 4 \times 10^{-5} T) \quad \text{J/Kcm}^3 \quad \text{et} \quad V_{\text{pixel}} = (0.1) \times (0.1) \times (600 \times 10^{-8}) \quad \text{cm}^3$$

$$\Rightarrow$$

$$C_{\text{pixel}} = 6.12 \times 10^{-13} \quad \text{J/K}$$

Dans ces conditions, le seuil en énergie pour distinguer un événement de surface d'un événement de volume est 3.5 keV . Cette définition du seuil dépend aussi du bruit ligne de base. Il faut bien entendu que l'anomalie soit supérieure à ce bruit.

Le calcul précédent est fait dans le cadre « fictif » d'un événement pour lequel toute l'énergie est dirigée vers le thermomètre et les phonons sont absorbés dès leur premier impact.

La réalité, comme nous le verrons plus tard est beaucoup plus complexe.

Résumé de la section III.5 :

Nous avons montré que la réponse d'un thermomètre de grande surface de type "peigne" est indépendante de la répartition sur cette surface de l'énergie reçue tant que les variations locales de résistance ($\Delta R/R$) restent petites devant l'unité.

En revanche lorsque $\Delta R/R$ n'est plus petit devant 1 sur des dimensions de l'ordre de la distance entre les dents des peignes, la réponse transitoire est amplifiée. Nous voulons utiliser cet effet pour identifier les événements de surface dans un bolomètre.

III.6) Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons décrit l'évolution des phonons issus de l'impact d'une particule dans un cristal pur.

Nous avons trouvé que les phonons primaires de très haute fréquence se désintègrent très rapidement vers des phonons de plus basse énergie par les processus anharmoniques.

Nous avons vu que les taux de désintégration deviennent rapidement très faibles et ceci bien avant d'avoir atteint l'équilibre thermique. Nous avons vu que ce ralentissement du taux de désintégration donne lieu à une zone dans l'espace que nous avons définie comme le rayon de « concentration », d_c (de l'ordre de 1 mm) à partir duquel les phonons hors d'équilibre peuvent se propager d'une manière balistique vers la surface.

Les couches minces de NbSi évaporées directement sur l'absorbeur, permettent de détecter les phonons hors d'équilibre.

Par une géométrie de type peigne pour les électrodes de ces thermomètres nous avons estimé pouvoir identifier les événements très près de la surface du thermomètre grâce à :

- i) une non linéarité électrique pour un chauffage très inhomogène, qui est spécifique à cette géométrie.
- ii) une efficacité d'absorption des phonons, qui est très vraisemblablement plus importante pour les événements qui ont lieu à une distance $< d_c$ du thermomètre et qui n'est pas spécifique à cette géométrie.

Les deux chapitres suivants sont les résultats expérimentaux obtenus dans le but d'identifier les événements de surface avec les bolomètres équipés de ce type de thermomètres.

Références

DeMarcillac P, thèse de doctorat 1993, Université Paris VII «Bolomètres massifs refroidis à très basse température pour la détection de la matière noire non baryonique »

Fugate .R.Q. Swenson C.A, *J. Appl. Phys*, 40, 3034, (1969)

Maris.H, *Phys Rev B*, Vol 41,N 14, pp 9736 (1990)

Tamura.S, *Phys Rev B*,Vol 31,PP 2574 (1985)

Levinson.K.B, in “ Non equilibrium phonons in nonmetallic crystals “,W.Eisenmenger Editeur, North Holland, Amsterdam, 1986, pp91-143.

Kazakovtsev.D .V, Levinson .Y.B , *Prisma Zh, Eksp,Teor. Fiz.* 27, 181 (1978)[*JETP Lett.*27,169, (1978)]

Narasimhan.S, Venderbilt.D, *Phys Rev B*,N 43,4541 (1991)

Ziman.J.M, “Electrons And Phonons“, Oxford1960

Herring.C, *Phys Rev*, Vol 95, N 4, pp 954,(1954)

Maris.H, Tamura.S.I, *Phys Rev B*, Vol 47, N 2, PP 727 (1993)

Tamura.S, *Phys Rev B*,Vol 27,PP 858 (1983)

Born.W.E, Levinson.Y.B, O'Connor.J.M, *Phys Rev Lett* , Vol 49, N 3, PP 209 (1982)

Lee.L.T, et al, *Phys Rev B*,Vol 54,N 5,PP 3244 (1996)

Eisenmenger.W, “Phonon scattering in condensed matter“ Editeur A.C Anderson, J.P.Wolfe, Springer series in Solide-state sciences 68 (1986).

Klitsner.T, Pohl.R.O, *Phys Rev B*,Vol 36,N 12,PP 6551 (1987)

Northrop.G.A, Wolfe.J.P, *Phy Rev Lett*, Vol 52, N 24, (1984)

Every.A.G, Koos.G.L, Wolfe.J.P, *Phys Rev B*,Vol 29,N 4,PP 2190 (1984)

Hsu .J.W.P et al , *Phys Rev B*,Vol 43,PP 2648 (1991)

Allen L.C, Paalanen M.A,Bhatt R.N, *Euro Phys Lett*, 21, PP 927 (1993)

Marnieros.S, thèse de doctorat Université de Paris Sud “Couches minces d’isolant d’Anderson. Application à la bolométrie à très basse température“1998.

S. Marnieros, L. Bergé, A. Juillard, L. Dumoulin
Physical Review Letters, Volume 84, issue 11, Pages 2469-2472 (13 march 2000).

S. Marnieros, L. Berge, A. Juillard, L. Dumoulin, *Physica B* 259-261, 1999, p. 862-863.

Zeller.R., Pohl .R.O, *Phys Rev B*,Vol 4,PP 2029 (1971)

Stephens R.B, *Phys Rev B*,Vol 8,PP 2896 (1973)

Philips W A, *Rep Prog Phys*, Vol 50, PP 1657-1708 (1987)

Swartz E.T, Pohl R.O, *Rev of modern Phys*,Vol 61, No 3, pp 605 (1989)

Pröbst F. et al , *J Low Temp. Phys*, 100,P.69 (1995)

Chapitre IV

Résultats expérimentaux avec des bolomètres en saphir

Introduction

Dans les chapitres précédents, j'ai présenté la problématique des événements de surface et développé un modèle d'une stratégie simple pour les identifier.

Celle-ci est basée sur l'analyse du comportement transitoire des signaux de la voie chaleur obtenus avec des couches minces évaporées comme thermomètres.

Nous prévoyons qu'une "surchauffe" apparaît lorsqu'un événement a lieu très près de la surface d'un tel thermomètre. Pour démontrer expérimentalement l'effet de surchauffe, dans les couches minces thermométriques pour les événements de surface, nous avons fabriqué des bolomètres en saphir. Cela nous permet d'étudier les signaux chaleur seuls sans créer des charges à longue durée de vie (les porteurs), ce qui serait le cas pour un bolomètre en germanium.

Dans ce chapitre, je montrerai les méthodes de fabrication des bolomètres équipés des thermomètres en couche mince évaporée de Nb/Si. Les propriétés de ces couches ont été étudiées en détail par S.Marnieros ([Marnieros 1998, 1999, 2000](#)) et rappelées au chapitre III. Je décrirai l'environnement de l'expérience (Cryostat, électronique de mesure). Enfin, je présenterai les résultats expérimentaux obtenus qui confirment la validité des hypothèses avancées dans le chapitre précédent.

IV.1) Techniques d'évaporation :

Les dispositifs

Nos thermomètres sont en couches minces évaporées . Ils sont fabriqués dans un évaporateur sous vide (10^{-9} mbar avant évaporation et 10^{-7} mbar pendant évaporation). Sur la **figure IV.1.1** on voit le schéma détaillé de notre évaporateur (niobium et silicium). Cet évaporateur est équipé d'un système de pompage comprenant un pompage turbomoléculaire avec piège à azote liquide, une pompe ionique et une pompe à sublimation de Titane. Deux canons à électrons sont utilisés, l'un pour évaporer le niobium l'autre le silicium.

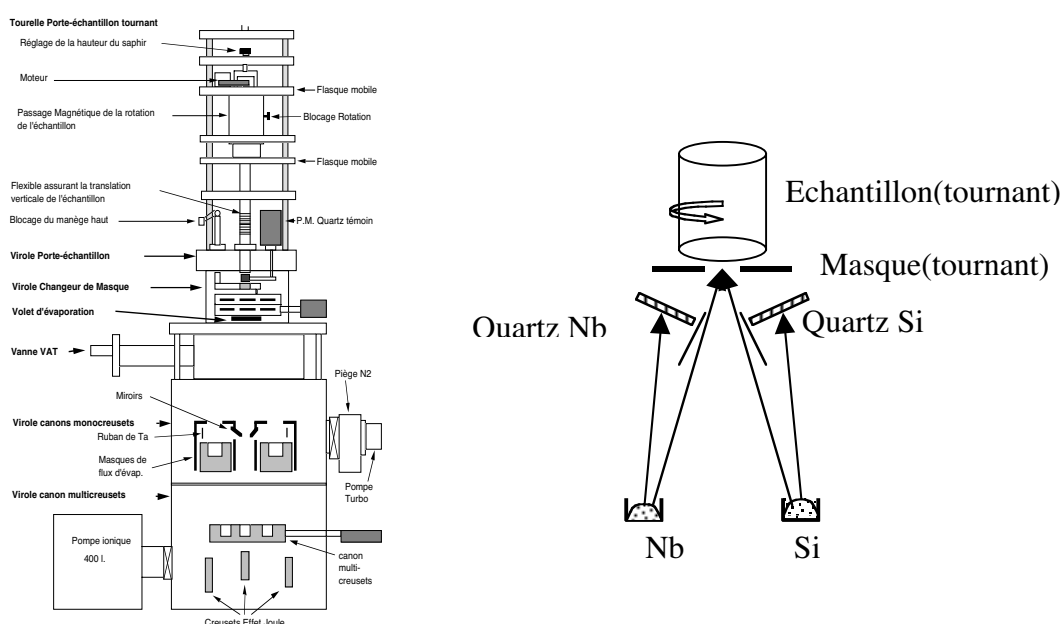


Figure IV.1.1) a) Ensemble de l'évaporateur Nb/Si b) Position schématique des quartz pour contrôler séparément les taux d'évaporation de Nb et Si.

Les précontacts, les électrodes ainsi que les contacts thermiques en or (pour la fuite thermique) sont évaporés dans un autre évaporateur avant de faire la co-évaporation de la couche thermométrique.

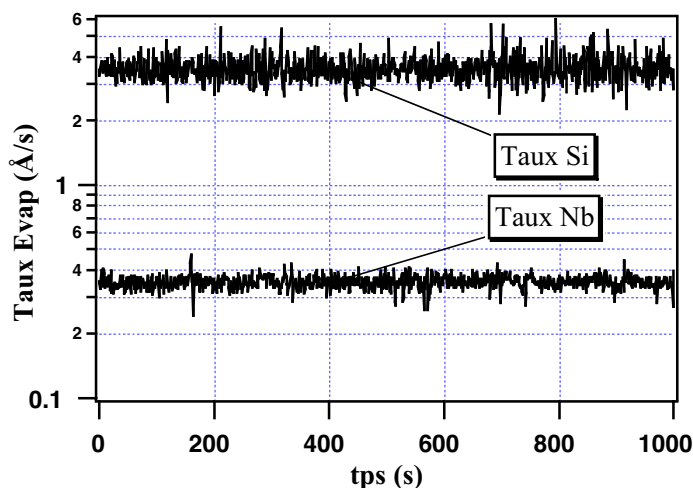


figure IV.1.2) Taux d'évaporation en fonction du temps.

La composition x des couches Nb_xSi_{1-x} est ajustée par le contrôle séparé des taux d'évaporation. Pour cela, deux détecteurs à quartz (piézo-électrique) sont situés près de l'échantillon. Ils sont disposés de telle façon que chacun reçoive soit du niobium soit du silicium. La fréquence de résonance mécanique de ces cristaux varie en fonction de la masse des matériaux déposés sur leur surface. Donc en mesurant la variation de fréquence et connaissant la densité de chaque composant, on peut estimer, avec une bonne précision, les taux d'évaporation. Un system de feed-back en temps réel (INFICON IC5) contrôle les canons à électrons afin que les taux de dépôt soient stables durant l'évaporation (**figure IV.1.2**). Le taux total d'évaporation est limité à quelques Å par seconde (pour un taux plus élevé le contrôle du Si devient très difficile). A la fin de chaque évaporation on dépose une couche de quelque dizaines de nanomètres de SiO_2 (avec un creuset en Ta chauffé par effet Joule) afin d'éviter l'oxydation des couches thermométriques (Nb_xSi_{1-x}).

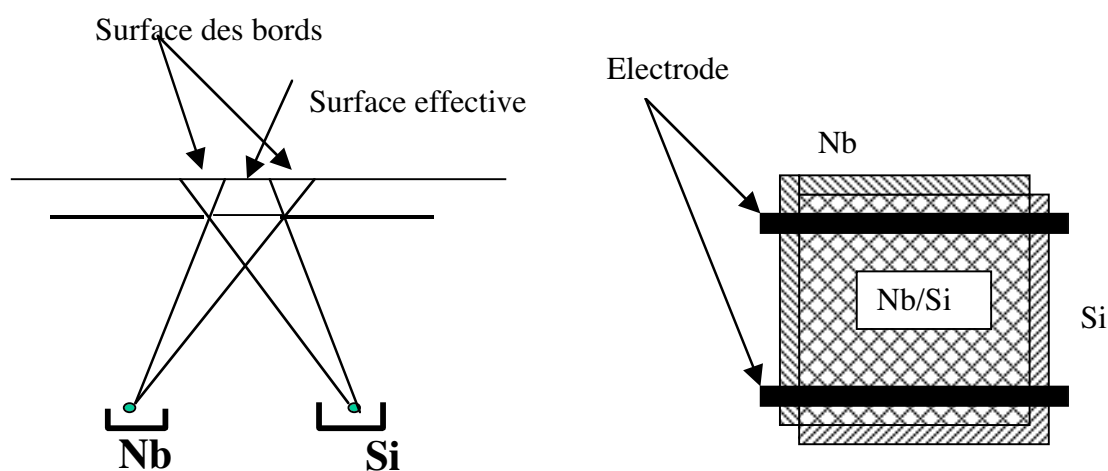


Figure IV.1.3) L'apparition d'effet de bord a) A cause des effets d'ombrage liés au fait que le masque n'est pas parfaitement plaqué au substrat, on trouve des zones qui sont exposées à un seul composant b) La zone ombrée peut donner lieu à un court circuit entre les deux électrodes.

Comme montré sur la **figure IV.1.3**, pour les thermomètres de grande surface, une variation de la distance des sources Nb et Si à la surface de l'échantillon suivant l'axe des sources peut conduire à une variation de la concentration relative en Nb et Si (x). Alors le thermomètre devient inhomogène et son comportement thermique est perturbé. Pour résoudre ce problème un moteur DC fait tourner l'échantillon et le masque pendant l'évaporation.

Sur la même figure, j'ai montré un autre effet qui peut dégrader l'homogénéité de la concentration, d'une manière encore plus grave. Il est dû à une distance finie entre le masque et l'échantillon. Cette distance peut donner lieu à des effets d'ombrage (effet de bord), c'est-à-dire des zones très riches en Nb ou en Si, avec éventuellement un court circuit (pour des zones riches en Nb) entre les électrodes du thermomètre. Le fait de faire tourner l'échantillon durant l'évaporation peut réduire cet effet mais la moindre asymétrie des sources Nb ou Si par rapport à l'axe de rotation est suffisante pour provoquer un effet de bord. La solution la plus sûre pour éviter ce problème est de choisir pour les électrodes une taille plus petite que celle du thermomètre. On peut aussi utiliser des électrodes annulaires. J'expliquerai les avantages et les inconvénients de cette géométrie prochainement.

Pour analyser la qualité de l'évaporation (composition, homogénéité, ...), nous faisons des analyses par RBS (Rutherford Back Scattering) sur l'accélérateur ARAMIS au CSNSM. Pour cela, à chaque évaporation, on met des échantillons témoins (des plaquettes de Si couvertes de 200 nm de LiF) très près de l'échantillon. On change, avec un changeur de masque in situ, les témoins en cours d'évaporation, afin d'avoir une analyse de la composition suivant l'épaisseur.

La couche de LiF déposée sur la plaquette de Si est nécessaire pour séparer le signal de rétrodiffusion provenant du substrat et celui provenant de la couche Nb/Si analysée et permet ainsi un dosage plus précis. Un résultat de cette analyse est donné dans la **figure IV.1.4**. Cette étude systématique montre que le système d'évaporation utilisé a une précision de l'ordre de 0,1 % en valeur absolue. Par exemple, pour une concentration de Nb de 8.4 %, la mesure de RBS donne $8.4 \pm 0,05$ %.

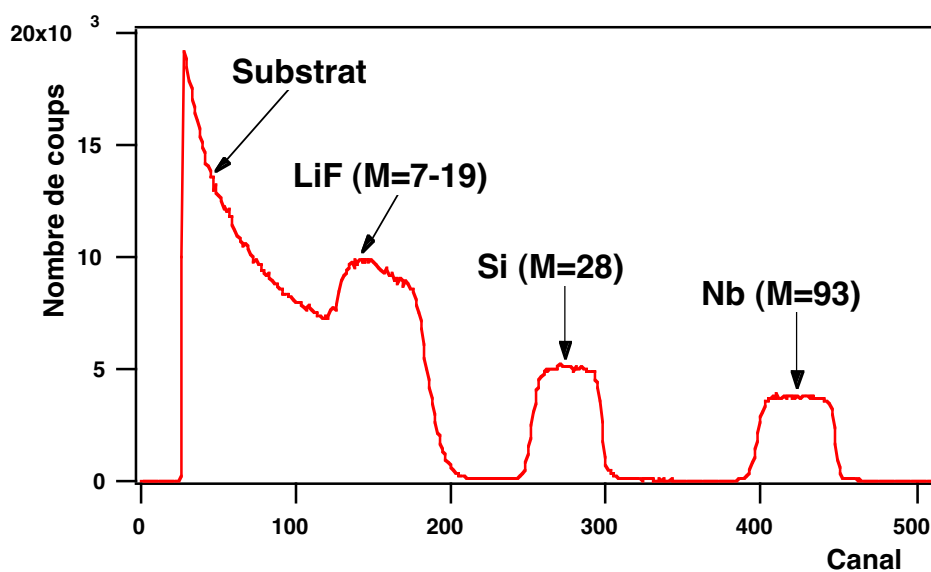


Figure IV.1.4) Le spectre R.B.S obtenu pour un film Nb_xSi_{1-x} . La composition x ainsi que l'épaisseur sont calculable à partir de ce spectre. En absence de LiF le signal dû au Si du film se mêle à celui du substrat.

Deux géométries différentes pour les électrodes des thermomètres.

La géométrie des électrodes ainsi que la composition Nb/Si, peut changer selon l'application prévue du bolomètre. Par exemple un bolomètre pour la détection des rayons infrarouge (détection de la puissance) est tout à fait différent d'un bolomètre pour la détection des particules (détection en impulsion).

Nous avons étudié deux types de thermomètre pour illustrer deux stratégies différentes. Comme la plupart des bolomètres utilisés durant cette thèse sont équipés de thermomètres relevant de la géométrie « peigne » (pour des raisons expliquées dans le chapitre III), je les présenterai plus en détail après une brève description des thermomètres annulaires.

A) Géométrie “annulaire”

Pour un bolomètre cylindrique **figure IV.1.5a**, nous évaporons des thermomètres sur la surface latérale du cylindre. La technique consiste à faire tourner le cylindre autour de son axe de symétrie disposé dans le plan médiateur des sources Nb et Si devant un masque selon la géométrie de la **figure IV.1.5b**. Les électrodes sont élaborées de la même manière.

L’avantage de cette méthode est de supprimer les effets de bord tout en étant homogène en terme de densité de courant (contrairement au cas des thermomètres “annulaires” sur les surfaces planes).

Nous avons fabriqué un tel bolomètre pour étudier la localisation des événements, par mesure du temps de vol des phonons balistiques pour atteindre les différents thermomètres (voir Chapitre II).

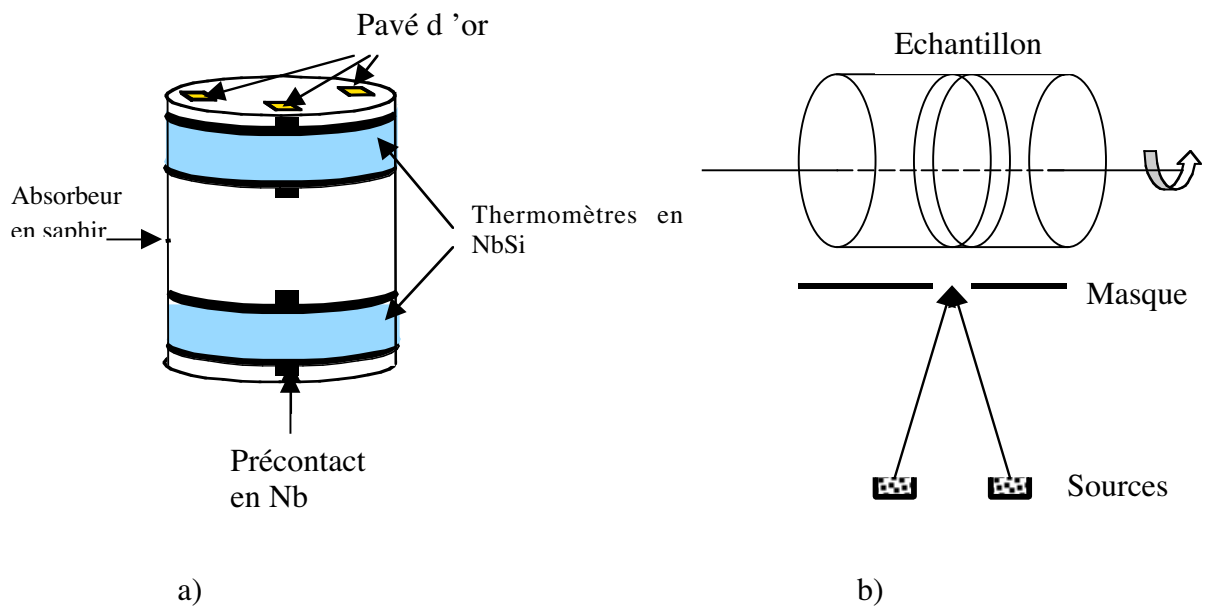


figure IV.1.5) a) Un bolomètre équipé de deux thermomètres annulaires fabriqué pour localiser les événements par l'analyse des temps de montée. Cristal de saphir $\phi 20$ mm, h 20 mm, largeur des films en Nb/Si 1,2mm. b) Technique d'évaporation des thermomètres annulaires sur les surfaces cylindriques.

Après quelques essais avec une électronique rapide adaptée aux fortes impédances nous avons été persuadés que la méthode qui consistait à analyser des amplitudes serait plus efficace pour identifier les événements de surface et nous avons abandonné cette méthode pour le reste de ma thèse.

B) Géométrie de type peigne

La géométrie de type peigne pour les électrodes des thermomètres Nb/Si (dans le régime d'isolant d'Anderson) est la base d'une méthode que nous avons développée tout au long de cette thèse (Chapitre III). Elle consiste à évaporer les électrodes avec un masque conduisant à deux peignes interdigités (Figure IV.1.6).

Comme expliqué dans le chapitre précédent, le modèle électrique pour cette géométrie est un réseau de résistances en parallèle où le nombre de résistances (de l'ordre de 100) est égal au nombre de pixels définis par la distance entre deux dents des peignes.

La taille effective des thermomètres utilisés durant cette thèse est 10 mm*10 mm*60nm. La taille totale de la couche Nb/Si est d'environ : 12 mm*12 mm*600 nm.

En effet pour éviter les effets de bord (un problème pour les thermomètres carrés) on choisit en général la surface des films plus large que la taille définie par les électrodes (**Figure IV.1.6**). Pour garantir l'absence d'un court circuit on évapore un petit pavé de SiO sur l'un des connecteurs des électrodes (**Figure IV.1.6**).

La distance entre deux dents étant 1mm (**Figure IV.1.6**), le nombre de pixels élémentaires est de 100.

Comme le chemin pour le courant susceptible de passer par les parties hors des électrodes des films est nettement plus long que le chemin entre deux dents, on suppose que tout le courant électrique passe dans la partie intérieure des électrodes (la partie effective) ce qui met hors jeu la partie en excès de film Nb/Si.

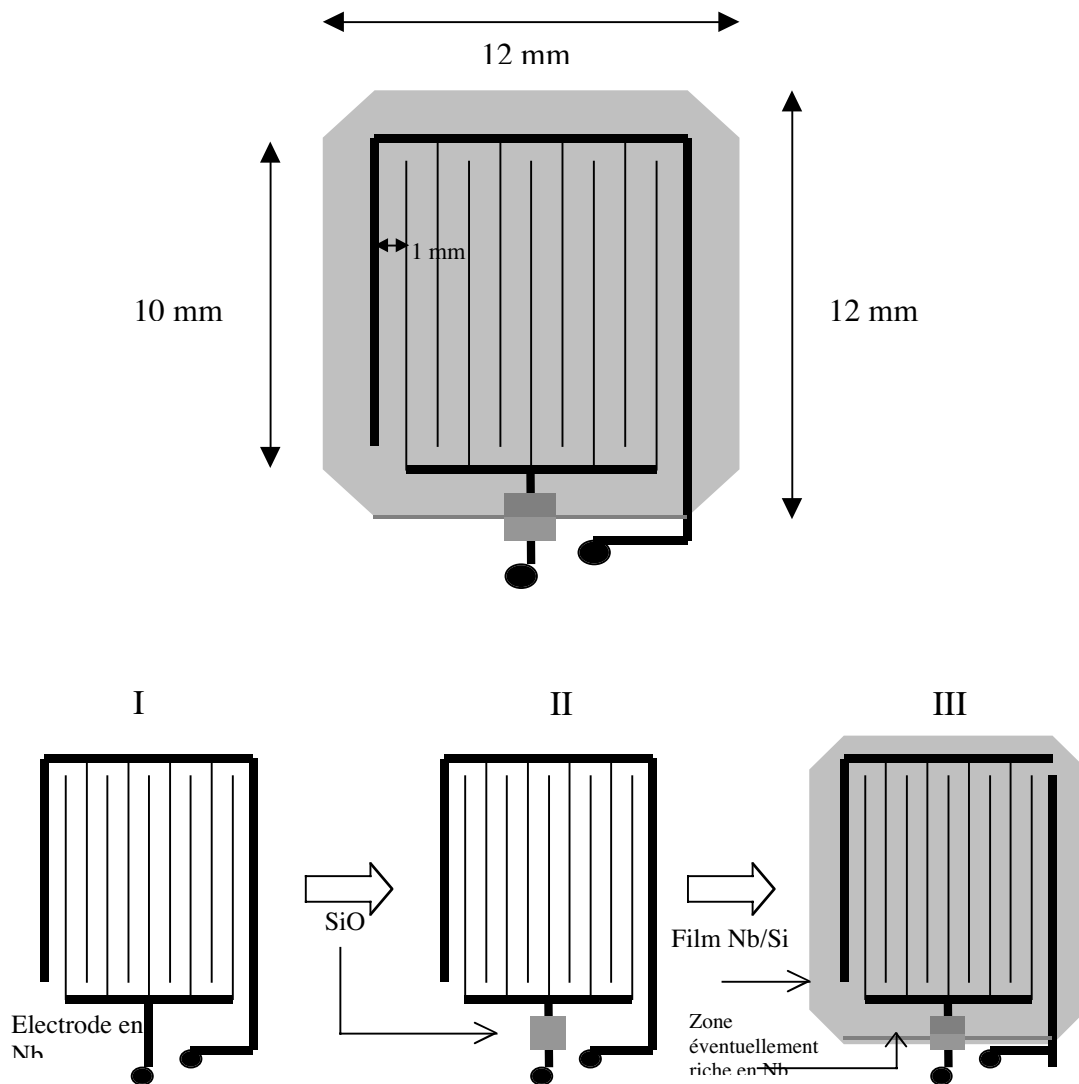


Figure IV.1.6) La géométrie peigne et le processus d'évaporation des thermomètres peigne

Après avoir préparé les cristaux, nous procédons à l'évaporation par la procédure suivante :

Dans l'évaporateur dédié aux contacts :

- 1) Évaporation des électrodes en Nb (50 nm) et leur protection en Ir (5 nm).
- 2) Évaporation des pavés d'or (1 fuite thermique).
- 3) Évaporation des précontacts en Aluminium ou en or.
- 4) Évaporation d'un pavé de SiO sur l'une des électrodes pour empêcher un éventuel court-circuit par le bord du film Nb/Si.

Dans l'évaporateur Nb/Si:

- 5) Installation de l'échantillon dans l'évaporateur Nb/Si.
- 6) Évaporation de la couche de Nb/Si.
- 7) Évaporation d'une couche de SiO pour empêcher l'oxydation de la couche de Nb/Si.

Comme l'a montré J. Lesueur ([Lesueur 1985](#)) sur des systèmes de même nature (mélange amorphe de Al et de Ge) une élévation de température au dessus de la température d'élaboration produit un réarrangement des atomes (tout en préservant la structure amorphe) Celui-ci s'accompagne systématiquement d'une augmentation de la résistance.

L'interprétation réside dans les modifications des interférences quantiques à l'origine des propriétés de localisation des électrons dans ces isolants d'Anderson.

Dans le cas du Nb/Si, cet effet se traduit par une évolution du comportement thermique au cours du temps.

Cet effet est gênant dans la mesure où l'on perd la caractérisation des thermomètres. Par exemple un thermomètre qui fait 1 M Ω à 30 mK après fabrication pourrait évoluer à 1.5 M Ω à 30 mK après plusieurs cyclages thermiques.

Pour résoudre ce problème on recuit les échantillons tout de suite après l'évaporation à une température supérieure à la température atteinte pendant l'évaporation (estimée à environ 50°C). ([Figure IV.1.7](#)).

La température de recuit est aux alentours de 100°C pendant quelques heures. On peut moduler cette température de recuit (80 °C à 150 °C) pour ajuster si nécessaire la résistance du thermomètre. Cette propriété est très utile dans certaines applications.

Les échantillons ainsi préparés seront maintenus dans leur support et dans un environnement sec avant l'expérience.

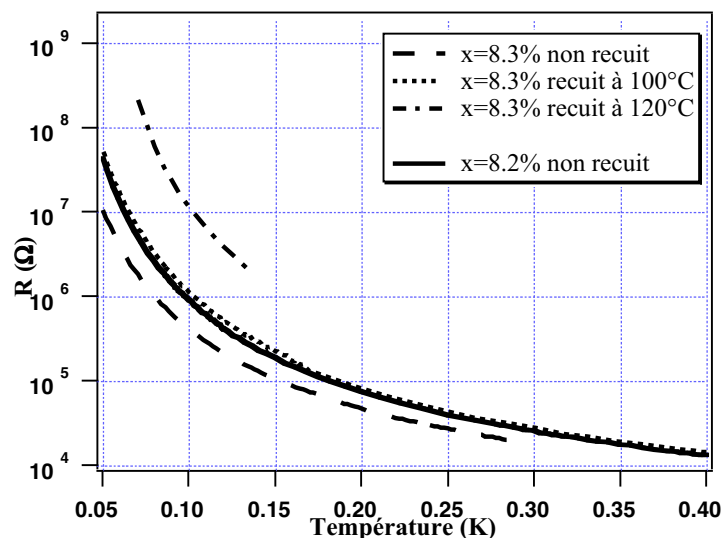


Figure IV.1.7) Caractéristique $R(T)$ avant et après recuit pour un thermomètre en Nb_x/Si_{1-x} . Sur la même figure, la caractéristique $R(T)$ d'un autre thermomètre (x plus petit) est comparé avec le thermomètre recuit (Thèse de A. Juillard).

IV.2) Propriétés des absorbeurs monocristallins :états de surface et focalisation des phonons.

Polissage des surfaces

La préparation des cristaux (absorbeur) avant de faire l'évaporation des thermomètres est très importante. En effet, l'intérêt des couches minces thermométriques évaporées est la détection des phonons hors d'équilibre produits lors de l'impact avant qu'ils ne soient relaxés ailleurs, afin d'analyser le régime transitoire du comportement thermique des bolomètres.

Pour cela il faut réduire au minimum les centres de thermalisation des phonons (autres que le thermomètre). Les expériences montrent que les phonons se thermalisent essentiellement sur la surface des détecteurs (Northrop 1984) (Taborek 1980).

Dans une expérience très intéressante Northrop (Northrop 1984) a montré que dans des cristaux de saphir polis à 200 Å, seulement 20-30% des phonons à 10 K ($\lambda=30$ nm) subissent une réflexion diffusive sur les surfaces alors qu'en dégradant la surface avec les grains de diamant de 1 µm, plus de 50 % des réflexions sur la surface deviennent diffuses.

Nos échantillons sont fabriqués chez RSA (RSA) et sont polis optiquement avec un polissage de l'ordre de 500 Å.

Avant de faire l'évaporation nous procédons à un nettoyage de la surface, avec du trichloroéthylène sous ultrasons suivi d'un nettoyage avec de l'acétone puis de l'éthanol sous ultrasons. On rince alors l'échantillon avec de l'eau désionisée ultra pure.

Focalisation des phonons et orientation des cristaux

Pour analyser les phonons hors d'équilibre, il faut tenir compte du phénomène de focalisation des phonons.

Cet effet est lié à l'anisotropie du cristal. Si pour une fréquence donnée, on trace l'enveloppe des vecteurs d'onde, pour chaque mode de phonons (longitudinal, transverse rapide et transverse lent) on trouve des figures de "ralentissement" (Every 1984).

La direction de transport de l'énergie pour une fréquence donnée est

$$\vec{V} = \vec{\nabla}_k \omega(\vec{k}) \quad (IV.2.1)$$

Sur la figure IV.2.1 on voit que cette direction n'est pas forcément la même que la direction de \vec{k} . La différence de la densité d'énergie par rapport au cas du transport homogène est liée au rapport entre l'angle solide dans l'espace du vecteur d'onde (\vec{k}) et l'angle solide dans l'espace de \vec{V} . Autrement dit selon le signe de la courbure gaussienne de la surface de ralentissement, l'énergie est soit focalisée soit défocalisée.

Cet effet de focalisation varie selon l'orientation cristallographique des cristaux.

Nos cristaux en saphir sont des cristaux cylindriques dont l'axe perpendiculaire au plan est l'axe cristallographique C. Sur la [figure IV.2.2](#) est montrée l'image de la focalisation des phonons sur le plan (0001) étudié par A.G.Every et al. ([Every 1984](#)). La plupart des expériences durant cette thèse ont été menées sur les bolomètres équipés de thermomètres évaporés sur les faces planes des cylindres.

Cet effet de focalisation n'est pas un effet gênant pour la méthode que nous avons développée et pour la gamme d'énergie qui nous intéresse tant que l'énergie n'est pas focalisée sur un seul pixel. Par contre pour des méthodes d'identification des événements de surface par localisation par temps de vol, cet effet peut dégrader drastiquement la précision des mesures.

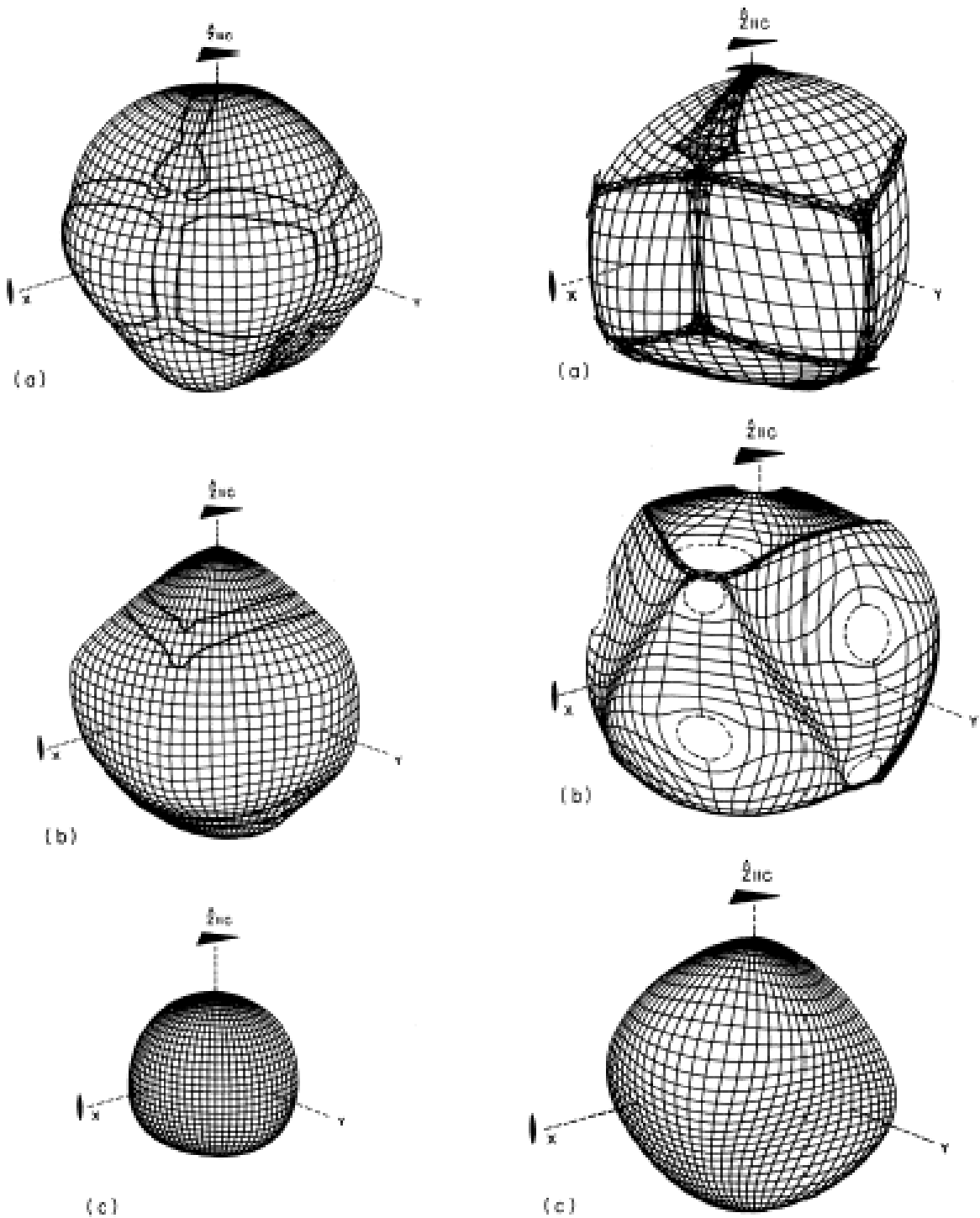


Figure IV.2.1) Les surfaces de ralentissement pour des cristaux de saphir. Les lignes tracées en gras représentent le lieu géométrique des directions de courbure nulle sur les figures de gauche. Les figures de droite montrent la focalisation ou défocalisation des trois polarisations des phonons a) FT (transverse rapide), b) ST (transverse lent), c) L (longitudinal) (Every 1984)

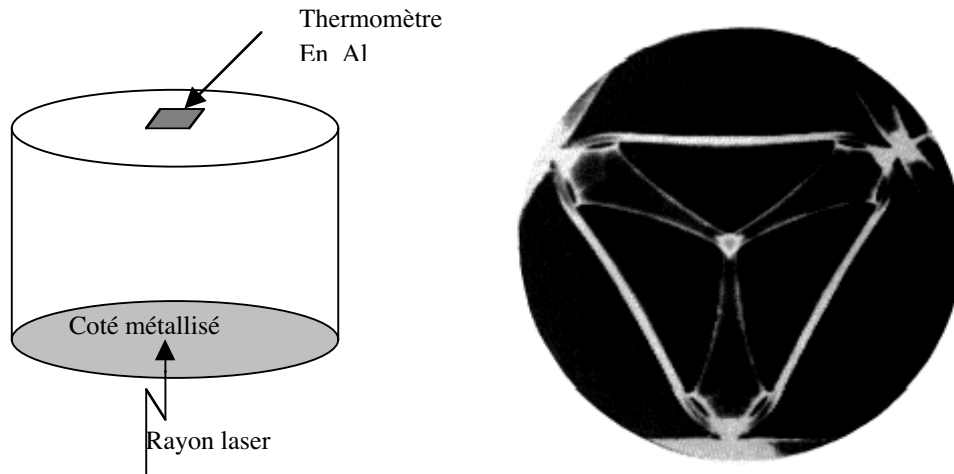


Figure IV.2.2) a) Dispositif pour imagerie des phonons. Sur une face une couche de Cu est évaporée, un rayon laser balaye la surface métallique pour créer des phonons d'une énergie de l'ordre de kT où $T \approx 10$ K. Sur l'autre face un thermomètre en Al est évaporé. La mesure est prise après un intervalle correspondant au temps d'arrivée des phonons balistiques. b) Une image obtenue sur le plan (0001). (Every et al 1984)

IV.3) Bolomètre équipé d'un seul thermomètre de type peigne (mise en évidence de l'effet surchauffe) :

Dispositif

Pour vérifier les hypothèses développées dans le chapitre précédent nous avons fabriqué un bolomètre en saphir (mono cristal) de 24 grammes ($\Phi=20$ mm et $h=20$ mm). Il a été préparé suivant la procédure expliquée précédemment avec sur une seule de ses faces plane un thermomètre de type peigne. Sur la **figure IV.3.1** est montrée une photo de ce bolomètre et ses dimensions avec les spécifications de son thermomètre.

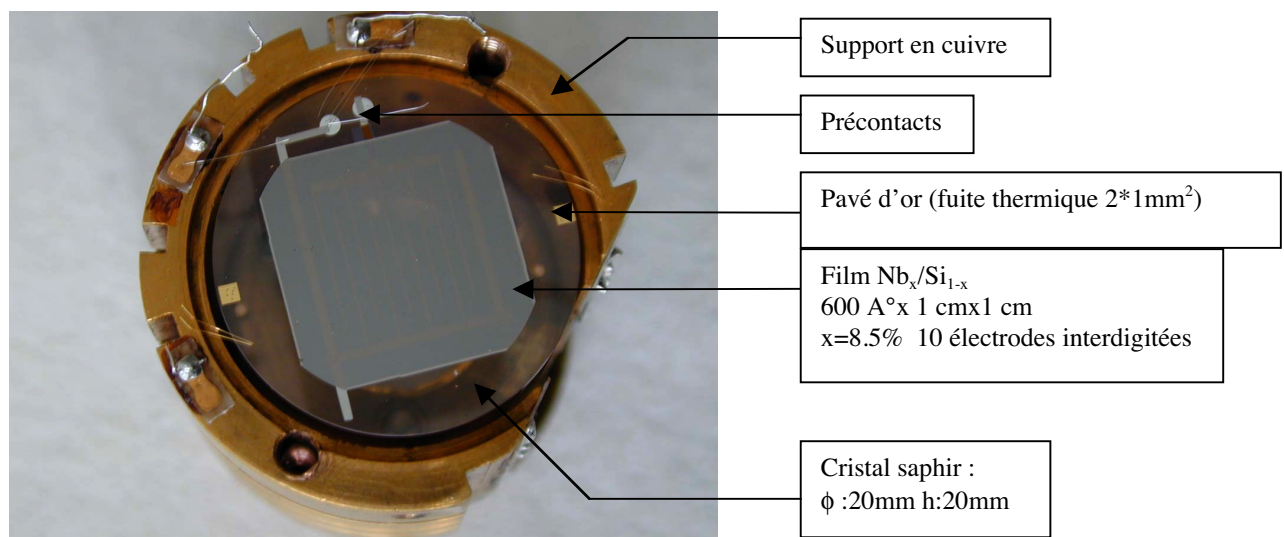


Figure IV.3.1) L'ensemble d'un bolomètre équipé d'un thermomètre de type peigne avec son support en cuivre.

A) Mesures statiques ($R(T)$, G_{e-ph})

Dépendance de la résistance avec la température $R(T)$

Après chaque évaporation on mesure systématiquement les paramètres statiques de nos thermomètres pour vérifier leur qualité, les caractériser afin de choisir ultérieurement le point de fonctionnement du bolomètre (température, polarisation, ...) dans les expériences de détection de particules. Ces mesures ne peuvent pas être faites au cours d'une expérience de type détection, car le montage électronique est très différent.

Comme expliqué dans le chapitre précédant les films Nb_xSi_{1-x} présentent une transition métal-isolant à une concentration critique de l'ordre de $x=9\%$.

La résistance de ces couches en fonction de la température, selon les gammes de température définies par le gap de Coulomb Δ_c , est donnée par la loi de Mott ([Mott 1974](#)) :

$$R(T) = R_0 e^{(T_M/T)^{0.25}} \quad \text{si } k_B T > \Delta_c$$

et d'Efros et Shklovskii ([Shklovskii 1984](#)):

$$R(T) = R_0 e^{(T_{ES}/T)^{0.5}} \quad \text{si } k_B T < \Delta_c$$

Dans ces expressions, T_M et T_{ES} sont respectivement les températures caractéristiques de Mott et Efros et Shklovskii qui dépendent de la composition de Nb_xSi_{1-x} .

Diverses expériences ont été faites pour vérifier ces lois de résistance (Thèse de S.Marnieros et de A.Juillard) et nous avons trouvé que pour nos thermomètres, dans la gamme de composition utilisée, la transition entre les deux comportements est proche de $1^\circ K$.

Afin d'éviter le découplage entre les électrons et les phonons, donnant lieu à une différence de température entre les électrons (la résistance) et les phonons (température de référence), on fait des mesures à des polarisations très faibles (10^{-13} à 10^{-12} Watt) (voir Chapitre III).

Nous avons mesuré la résistance des thermomètres par deux méthodes :

a) La température du cristal est régulée par un système ORPX (Société Barras Provence). Ce pont de mesures peut être associé à une régulation interne de type PID (Proportionnel, Intégrale, Différentielle) qui asservit une résistance de chauffage située sur la chambre à mélange du cryostat en fonction d'un thermomètre placé au même endroit.

Par un système de multiplexage (relais mécaniques), ce système permet de réguler à la fois la température et de mesurer d'autres résistances successivement. Pour améliorer le rapport signal/bruit à très bas niveau de polarisation, ce système fonctionne en mode synchrone (polarisation alternative en créneaux à 20Hz) ce qui limite le maximum de résistance mesurable à $1\text{ M}\Omega$.

b) Une autre méthode consiste à réguler la température avec le system ORPX et à mesurer la résistance des thermomètres avec un autre appareil, cette fois-ci en DC. Pour cela nous

réalisons un système classique de mesure de résistance à quatre points en injectant un courant constant (avec une source de courant Keithley K263) et en mesurant la chute de tension aux bornes de la résistance (avec un électromètre Keithley K617). Ces deux appareils (source et électromètre) sont interfacés à l'ordinateur et le courant de mesure est calculé et imposé par l'ordinateur afin d'avoir une puissance de mesure constante. L'avantage de cette méthode est de pouvoir mesurer des résistances très élevées (jusqu'à $10\text{ G}\Omega$).

La **figure IV.3.2** montre les résultats obtenus sur le thermomètre du bolomètre étudié.

On voit la saturation de la mesure à l'OPRX au-dessus de $1\text{ M}\Omega$. Les deux mesures se raccordent bien pour des valeurs de résistance $< \text{M}\Omega$. Les appareils Keithley doivent être filtrés pour ne pas injecter de puissance parasite haute fréquence. Chaque point est la moyenne obtenue en inversant le courant. A forte impédance ($R > 100\text{ M}\Omega$) les temps de mesures deviennent très longs (1 minute par point $t = RC$ $C=100\text{ nF}$).

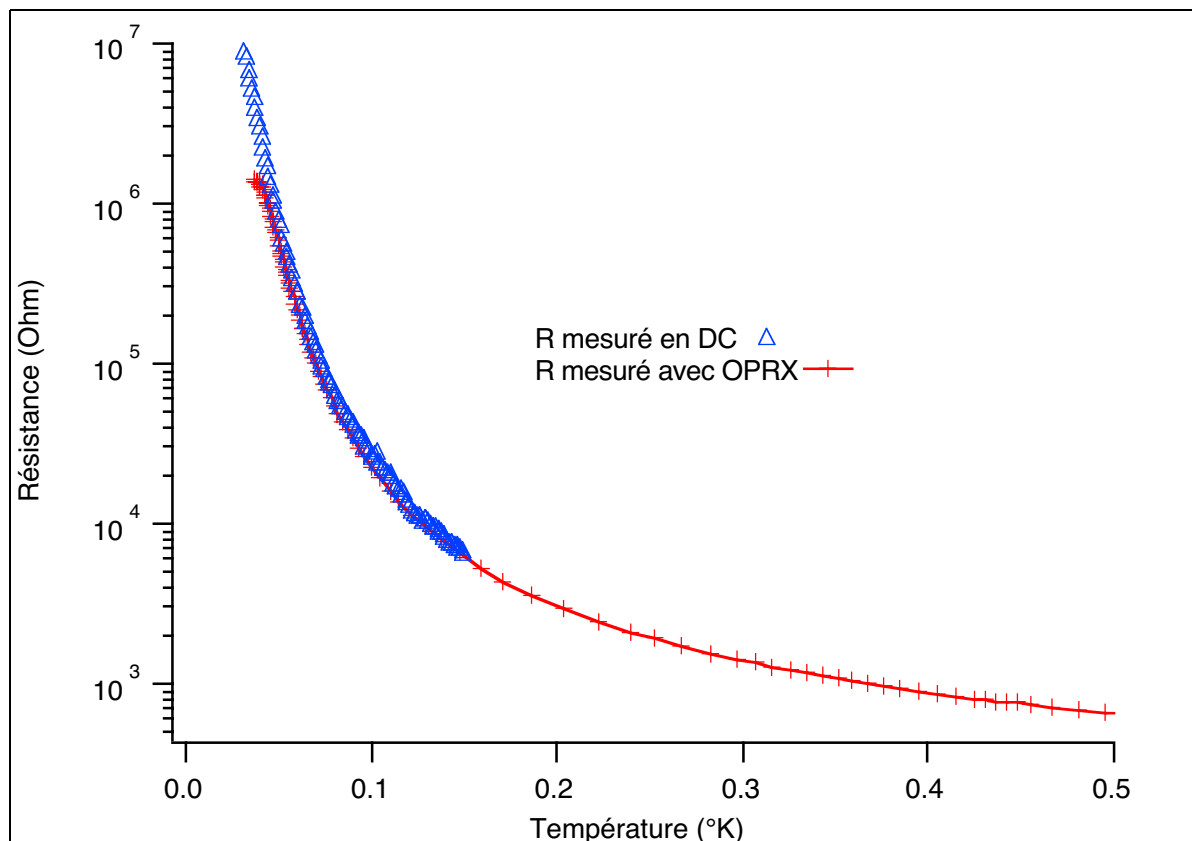


figure IV.3.2) $R(T)$ de thermomètre en géométrie de type peigne mesuré par deux méthodes DC (triangle) et OPRX (croix). Sur la figure on voit bien que au delà de $10^6\Omega$ la mesure de OPRX est saturée. La mesure en DC est faite en dessous de 150 mK .

Comme pour des raisons liées à l'électronique nous travaillons souvent avec des résistances inférieures à $1\text{ M}\Omega$, la mesure des résistances au dessus de $2\text{ M}\Omega$ n'est pas très importante pour la suite de notre expérience.

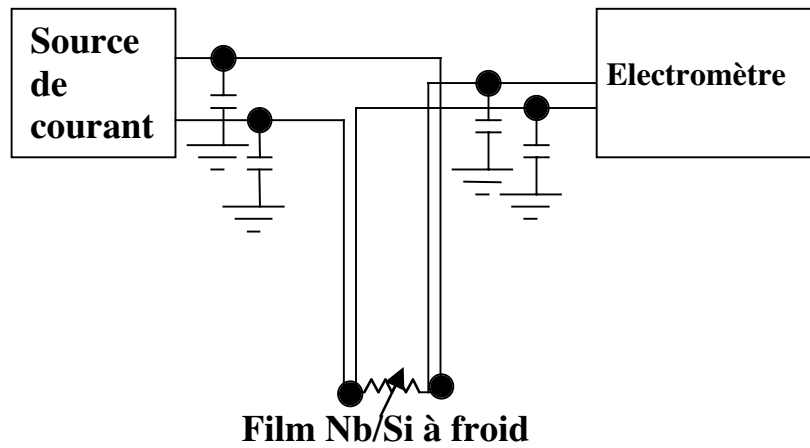


Figure IV.3.3) Circuit de mesure à 4 points. Les capacités sont introduites à l'entrée du cryostat pour éliminer la puissance parasite (haute fréquence). Celle-ci peut chauffer le film thermométrique et fausser la mesure

Les études faites par S.Marnieros ([thèse de S.Marnieros](#)) concernant les propriétés fondamentales des couches minces $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ montrent que ces films suivent bien des lois de type d'Efros et Shklovskii $R=R_0\exp((T_0/T)^\alpha)$ en dessous de 1 °K.

Pour trouver les valeurs de R_0 et de T_0 nous traçons $\ln(R(T))$ en fonction de T . L'ajustement avec une ligne droite donne $\alpha=0.65$.

$$\ln(R) = \ln(R_0) + \left(\frac{T_0}{T}\right)^{0.65} \quad \text{IV.3.2}$$

Sur la [figure IV.3.4](#) est montrée cette procédure avec les valeurs de R_0 et T_0 obtenues

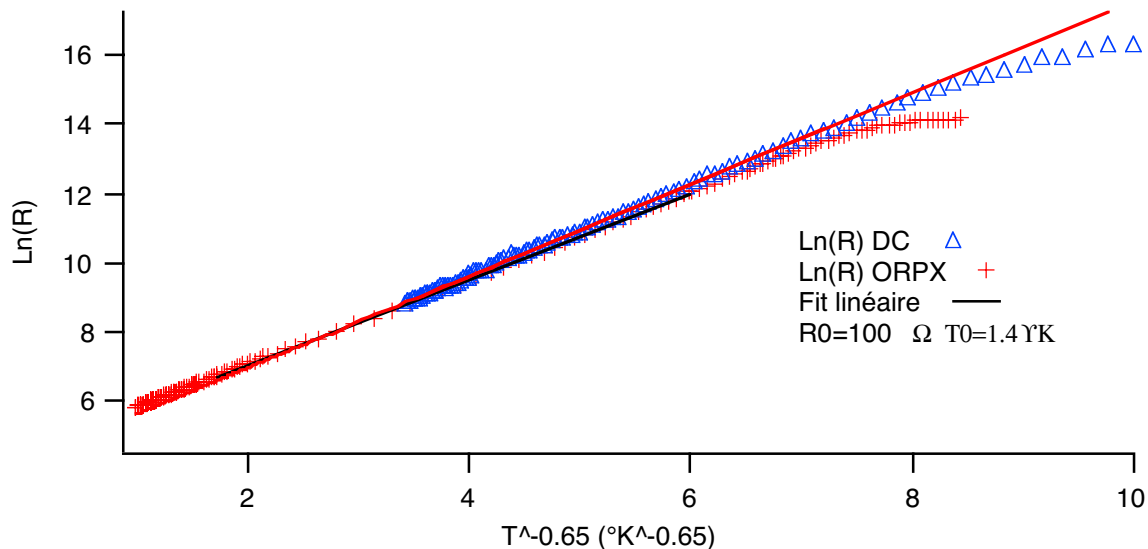


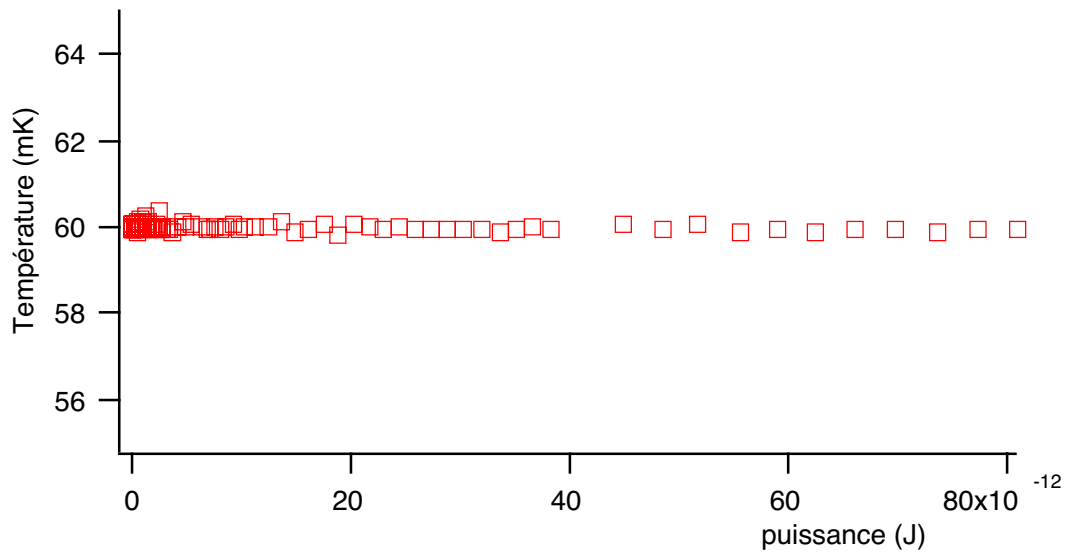
Figure IV.3.4) Pour vérifier que les thermomètres suivent une loi de type d'Efros et Shklovskii (E-S) il suffit de tracer $\ln(R(T))$ en fonction de $T^{-0.65}$ et de faire un ajustement linéaire. Les paramètres de la droite obtenue sont $\ln(R_0)$ (la valeur à 0) et $T_0^{0.65}$ (la pente). Sur cette figure, on voit que jusqu'à 40 mK la résistance de ce film suit bien une loi de type E-S.

Couplage électron phonon (G_{e-ph})

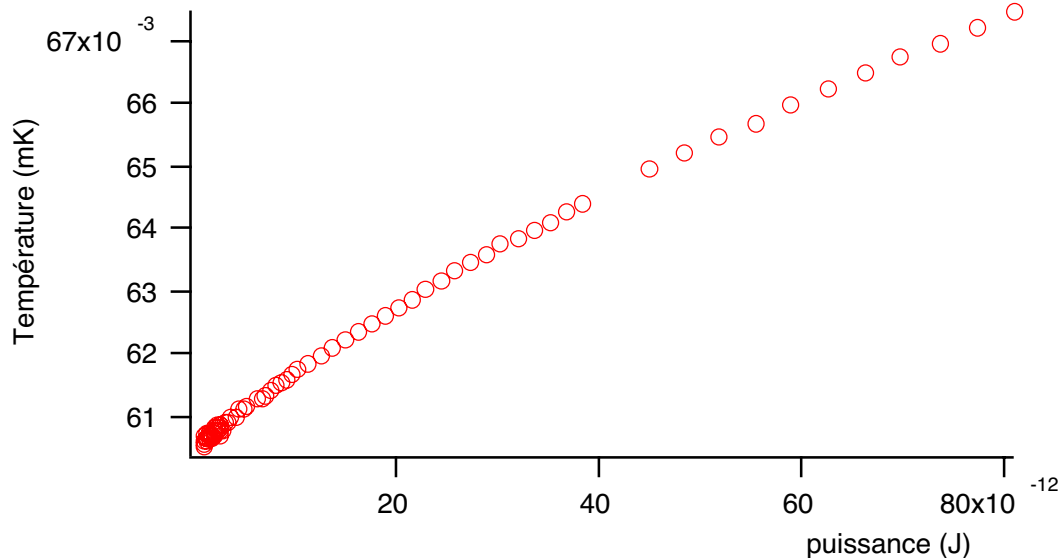
La mesure expérimentale du couplage électron-phonon est un sujet qui a été abordé dans notre équipe en appliquant plusieurs méthodes. La méthode la plus simple est basée sur le modèle

que nous avons décrit dans le chapitre III. On découple les électrons des phonons en injectant une puissance électrique dans le bain des électrons tout en maintenant la température des phonons constante.

Pour les échantillons équipés de deux thermomètres, cela est obtenu en réglant (par ajustement de la température de la chambre à mélange) la température du cristal ($T_{ph}=cte$) mesurée avec un des thermomètres faiblement polarisé et en changeant la température de l'autre thermomètre par le courant électrique (I) appliqué. R est donnée par la mesure de la tension aux bornes de ce thermomètre (V). La résistance de ce thermomètre (V/I) est directement liée à la température électronique (T_e). On calcule T_e à partir de la courbe de calibration, $R(T)$, faite à faible polarisation **figure IV.3.4**.



a)



b)

Figure IV.3.4) Pour trouver le couplage électron phonon avec un bolomètre équipé de deux thermomètres on règle la température des phonons avec un des thermomètres faiblement polarisé (a) et on change la température de l'autre thermomètre par la puissance appliquée sur celui-ci (b).

Cette méthode est justifiée dans les cas où le couplage e-ph dans le film étudié est très faible devant le couplage thermique des phonons du film avec le substrat (résistance de Kapitza). Ceci est toujours le cas au dessous de 1 K. La possibilité de définir T_e par la mesure de R a été discutée par S.Marnieros et al. (Marnieros 2000).

Après avoir mesuré $R(T)$, nous utilisons la relation suivante pour déterminer G_{e-ph} :

$$P = G(T_e^5 - T_{ph}^5)$$

En traçant la puissance injectée en fonction de $(T_e^5 - T_{ph}^5)$, nous obtenons une ligne droite dont la pente est égale à G_{e-ph} . **Figure IV.3.5**

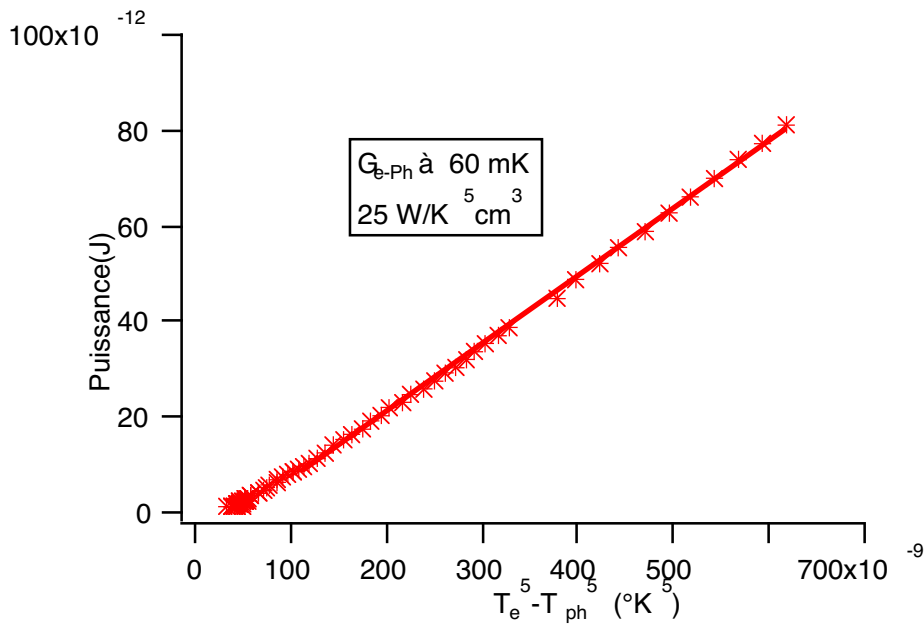


Figure IV.3.5) Pour trouver la valeur numérique du couplage electron phonon nous faisons un ajustement linéaire de la puissance électrique en fonction de $(T_e^5 - T_{ph}^5)$. La pente de la droite obtenue est le couplage dans la totalité de la surface du thermomètre. Pour normaliser le résultat ainsi obtenu nous donnons toujours la valeur volumique de G ($G_{Total}/Volume$ de Nb/Si).

L'intérêt de cette méthode est le fait qu'avec une seule mesure, on peut à la fois déterminer le couplage e-ph des thermomètres et le couplage entre le cristal et la fuite thermique vers le bain froid (chambre à mélange).

Il a été montré que celle-ci est essentiellement due à la résistance Kapitza entre le cristal et les pavés d'or (la chaleur est ensuite écoulee par les fils d'or vers le bain froid). On trouve avec cette méthode des valeurs rapportées à la surface d'échange des pavés d'or raisonnables, comparées à la résistance de Kapitza obtenue précédemment pour une interface entre deux solides

$$P = G_{Kapitza}(T_{Ph1}^4 - T_{Ph2}^4).$$

Où G_{Kapitza} est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5} \text{ WK}^{-4} \text{mm}^{-2}$. La fuite thermique à travers les pavés d'or variant en T^4 , comparée au couplage e-ph variant en T^5 , on peut conclure qu'à très basse température ($T < 150 \text{ mK}$ pour une fuite thermique d'une surface de 2mm^2 et un couplage électron phonon de l'ordre de $30 \text{ WK}^{-5} \text{cm}^{-3}$) la résistance thermique est limitée par le couplage e-ph. Ainsi à très basse température, avec un bolomètre équipé d'un seul thermomètre on peut estimer $G_{\text{e-ph}}$ en considérant $T_{\text{bain}} = T_{\text{ph}}$ (c'est le cas de notre bolomètre en saphir avec un seul peigne).

Inhomogénéité des thermomètres

Les valeurs de G_{e-ph} obtenues pour des thermomètres avec la géométrie de type peigne sont souvent plus faibles (entre 20 et 50 J/°K⁵cm³) que les valeurs obtenues pour des petits thermomètres réalisés auparavant (jusqu'à 150 J/°K⁵cm³). Nous attribuons cette différence à l'inhomogénéité des films. Cette inhomogénéité est liée soit à la composition relative de Nb et Si (inhomogénéité de x) soit à la géométrie (l'épaisseur de film ou la distance entre deux dents consécutives de peigne).

Une simulation simple est très instructive pour justifier cette hypothèse. Comme on l'a expliqué dans le chapitre précédent, le modèle électrique des thermomètres avec des électrodes de types peigne est un réseau des résistances (dont le nombre est défini par le choix des pixels) en parallèle. Dans le cas d'une homogénéité parfaite chaque pixel a un comportement thermique :

$$R_{pixel}(T) = N R_0 e^{(T_0/T)^n} \quad N = \text{Nombre des pixels}$$

Dans ce cas, le courant est partagé d'une manière homogène parmi toutes les résistances et en conséquence la puissance électrique dissipée dans le film est la même pour tous les pixels (conduisant à une élévation de température homogène dans le volume de thermomètre). En divisant dans ce cas le couplage e-ph par le volume du thermomètre, nous obtenons bien le G_{e-ph} spécifique des films.

Supposons maintenant qu'un des pixels a une concentration relative en Nb plus élevée que les autres. On a vu dans le chapitre précédent que cela aboutit à une valeur de T_0 plus petite pour ce pixel donc une résistance plus faible. Par conséquent, d'après le modèle électrique des thermomètres, la puissance électrique dissipée dans ce pixel est plus grande qu'ailleurs. Autrement dit la puissance totale est dissipée très localement. Évidemment dans ce cas la simple division de G_{tot} par le volume ne donne pas le couplage spécifique des films.

Nous pouvons observer cet effet en analysant des courbes $R(T)$. Une simulation simple avec $N=100$ (99 pixels avec $T_0 = 4$ K et 1 pixel avec un $T_0 = 1.4$ K) donne un $R(T)$ montré sur la [figure IV.3.6](#).

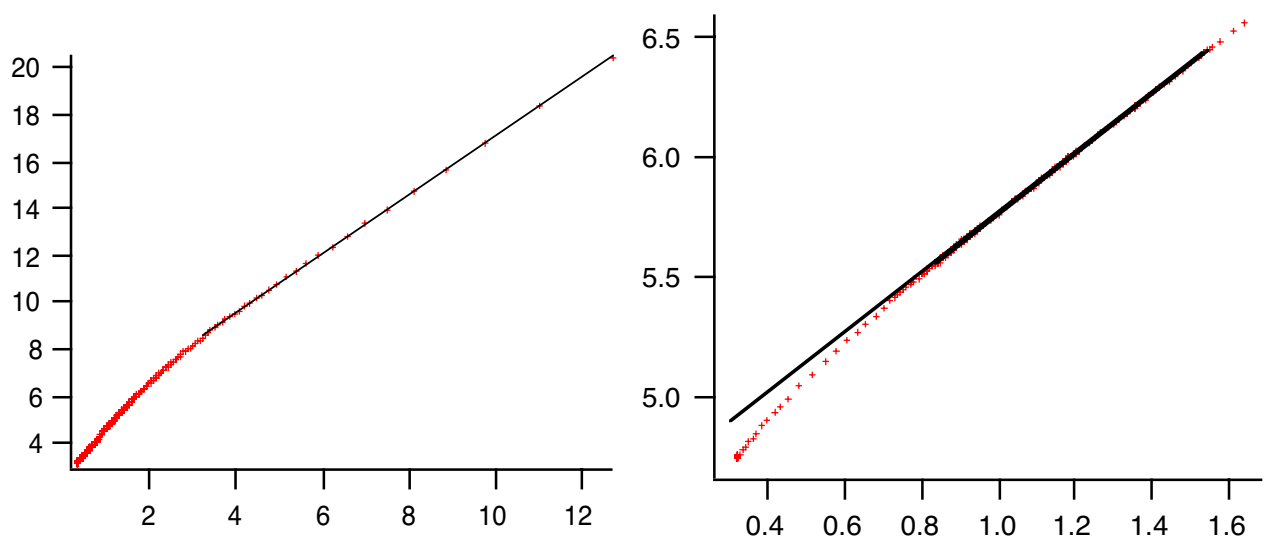


Figure IV.3.6) $\ln(R)$ en fonction de $T^{0.65}$ a) Simulé b) La mesure de $R(T)$ sur un thermomètre de type peigne 10mm*10mm*650Å x=8.5

B) Mesures dynamiques (mise en évidence de l'effet « surchauffe » avec des particules α)

Sources radioactives

Nous analysons le comportement transitoire de la voie chaleur comme l'indicateur des événements de surface.

La première expérience pour la mise en évidence de l'effet « surchauffe » a été menée sur un cristal en saphir (cylindrique $\phi=20$ mm ; $h=20$ mm), pour exclure tous les effets liés à la création de charges à longue durée de vie et analyser uniquement la voie chaleur.

Sur la **figure IV.3.6** j'ai montré un bolomètre avec deux sources de particules α (^{241}Am 5400 keV et ^{233}U 4800 keV), situées sur les deux faces du bolomètre.

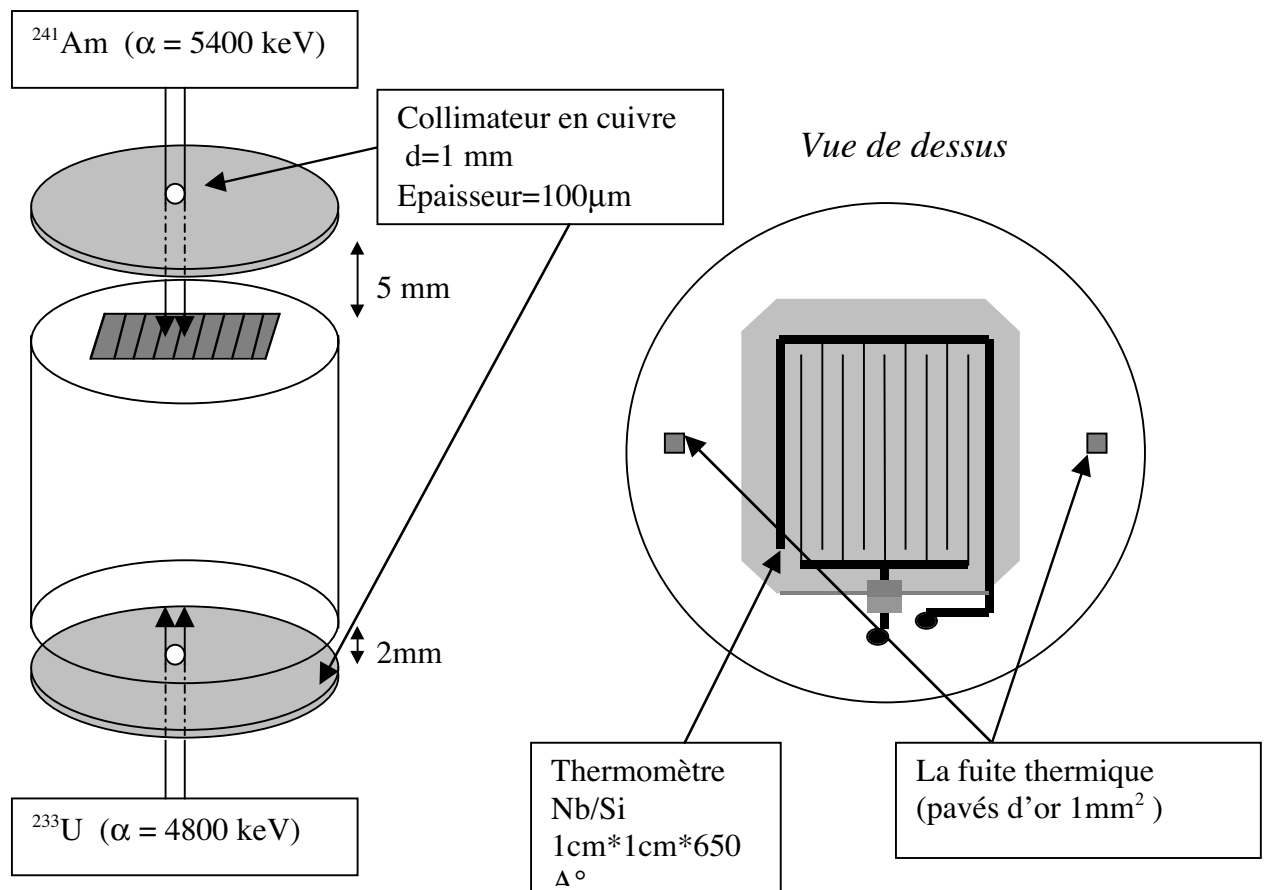


Figure IV.3.6) L'ensemble du bolomètre avec les sources et les collimateurs,

Une photo de ce Bolomètre est montrée sur la **figure IV.3.1**.

Comme on le voit sur la figure, la source ^{241}Am est située directement en face du thermomètre. Les particules α sont absorbées dans quelques micro mètres (20 à $25\mu\text{m}$) en

dessous de la surface du thermomètre. Nous les considérons comme des événements de surface typiques (pour une définition des événements de surface voir le chapitre II).

Pour comparer ces événements de surface avec les événements du volume, qui dans le cas présent sont des événements loin du thermomètre nous avons mis une autre source de particule α (^{233}U) sur la face opposée du cristal. Toutefois, les événements dus aux muons cosmiques peuvent aussi être considérés comme des événements de volume car ils déposent leur énergie tout au long de leur trajectoire dans le cristal. Je reviendrai sur ce point prochainement.

L'ensemble a été monté dans un cryostat à dilution (10 mK). Le premier montage utilisait une électronique « à chaud ». C'est à dire qu'aucune partie du circuit d'amplification n'était refroidie. Un schéma de ce circuit est montré sur la [figure IV.3.7](#).

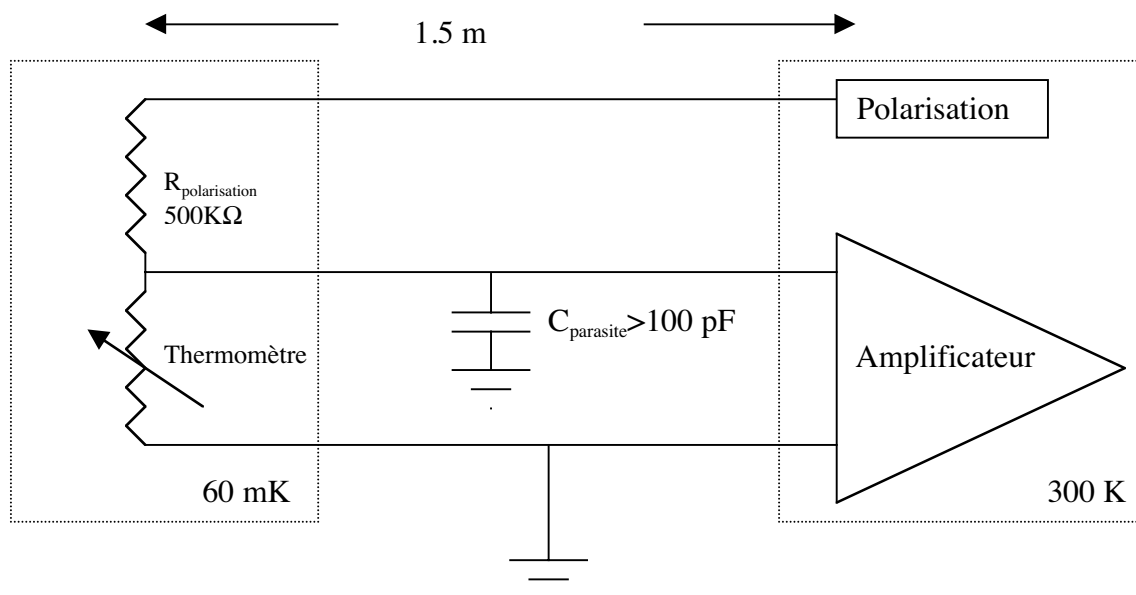


Figure IV.3.7) Amplificateur de tension. Comme le circuit d'amplification est extérieur au cryostat, le minimum de distance entre le bolomètre et l'amplificateur est $>100 \text{ cm}$. Cela peut introduire des capacités parasites non négligeables.

Signaux dus aux événements de surface

Sur la **figure IV.3.8** est montré un signal typique des événements proches du thermomètre (les α de ^{241}Am) comparé à un signal typique obtenu pour des événements loin du thermomètre (les α de ^{233}U).

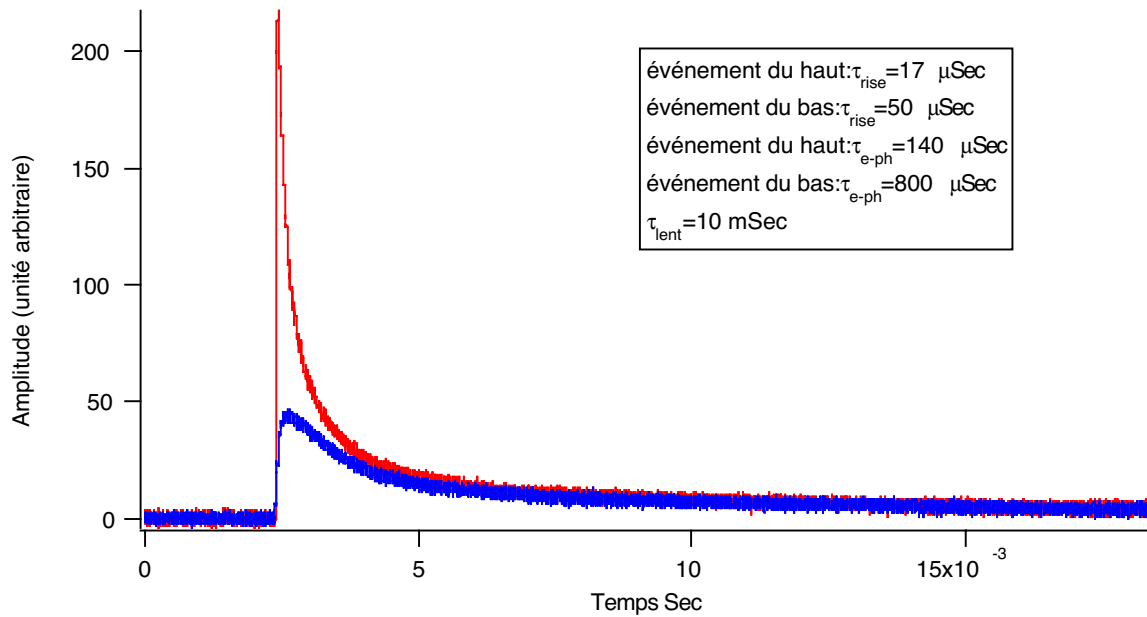


Figure IV.3.8) Les signaux typiques obtenus avec un bolomètre équipé d'un thermomètre de type peigne. Le signal avec la partie transitoire plus rapide et plus grande correspond à un événement α (5480 keV) qui a lieu très près de la surface du thermomètre. Le signal avec la partie transitoire moins élevée correspond à un événement α (4800 keV) qui a lieu sur la face opposée du thermomètre. La température du bolomètre est 70 mK et le thermomètre sous polarisation est à 77 mK.

On voit que les deux signaux sont composés de deux parties bien séparées.

Selon le modèle développé dans le chapitre III, ces deux parties correspondent au comportement "hors d'équilibre" et "à l'équilibre" du bolomètre. La première partie du signal (signal dit « athermique ») est due à l'arrivée des phonons balistiques provenant du point d'impact dans le thermomètre. Cette énergie est ensuite relaxée par des processus électron phonon dans le thermomètre, vers l'absorbeur. Cette étape constitue la partie rapide des signaux.

Lorsque le thermomètre est en équilibre thermique avec l'absorbeur (cristal en saphir) l'énergie s'écoule lentement à travers les fuites thermiques (les pavées d'or montrés sur la **figure IV.3.6**) vers le bain froid. La réponse du thermomètre durant ce temps ne dépend plus

de l'histoire de l'impact mais uniquement de l'élévation globale de la température de l'ensemble du bolomètre et de son couplage au bain froid.

Sur la **figure IV.3.8**, on voit que la partie transitoire des signaux « près du thermomètre » est très différente de celle des événements « loin du thermomètre ». Tandis que les parties lentes des deux événements sont de mêmes formes. L'amplitude de la partie lente des signaux ne dépend que de l'énergie déposée dans le bolomètre. Nous l'avons utilisée pour mesurer cette énergie.

La détermination peut se faire de deux manières :

- A haute température, le temps de relaxation τ_{e-ph} est très court et nous prenons simplement l'intégrale du signal au-delà d'un temps long devant τ_{e-ph} .
- A basse température nous faisons un ajustement de l'ensemble du signal par une fonction somme de trois exponentielles, l'extrapolation de la plus lente à $t=0$ donne la détermination recherchée.

Nous avons utilisé la première méthode pour les analyses de cette expérience.

Pour trouver l'amplitude de la partie transitoire (l'indicateur des événements de surface) on mesure simplement le maximum du signal obtenu. Sur la **figure IV.3.9** on voit l'amplitude transitoire en fonction de l'amplitude thermique pour chaque événement.

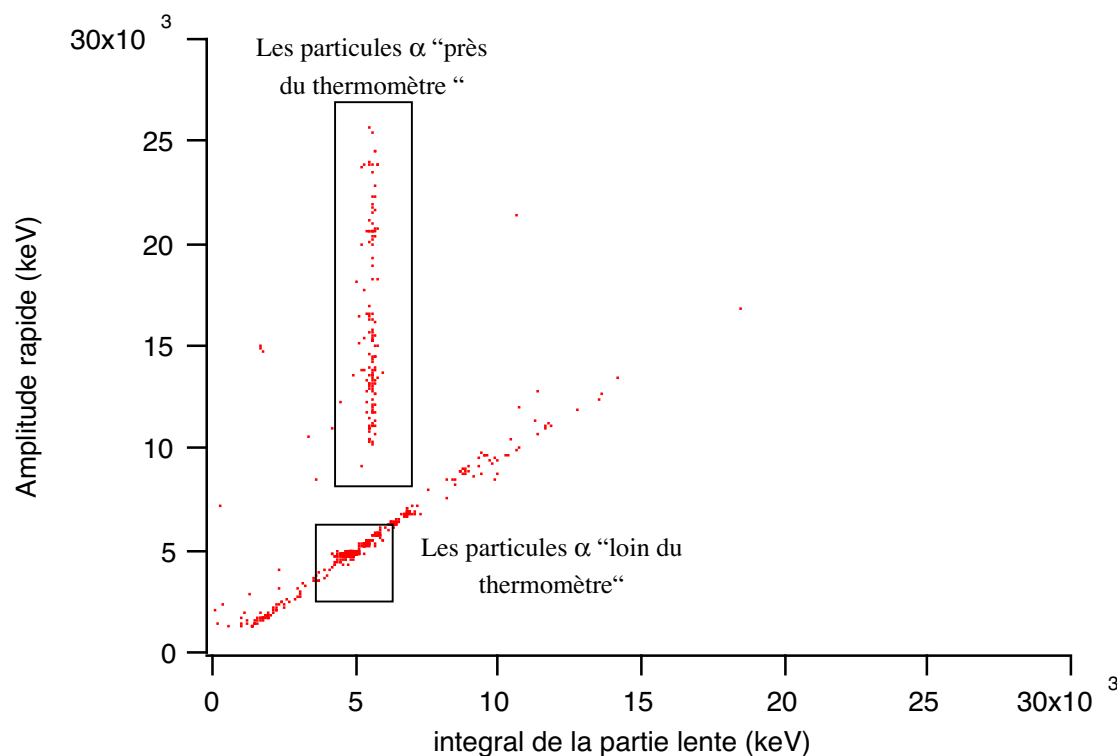


Figure IV.3.9) Sur ce diagramme, chaque point représente un événement. On voit deux populations d'événements. Les événements qui sont distribués le long de la ligne passant par l'origine qui sont interprétés comme des événements de volume avec une forte concentration dans le carré indiqué qui correspond aux particules α interagissant loin du thermomètre. Les événements qui sont le long de la ligne verticale sont les α interagissant près de la surface du thermomètre.

Sur cette figure, chaque point représente un événement dont l'amplitude de la partie transitoire (rapide) est donnée sur l'axe Y et l'intégrale de la partie lente est donnée sur l'axe X.

On voit deux populations d'événements bien séparées. La population des événements distribués autour de la ligne droite passant par l'origine correspond aux événements ayant eu lieu dans le volume de l'absorbeur, autrement dit suffisamment loin du thermomètre. Il y a deux raisons pour le penser: i) Les particules α de la source située loin du thermomètre (voir [figure IV.3.6](#)) sont dans cette population. ii) ils sont de formes homothétiques. Dans le cadre du modèle de gaz de phonons hors d'équilibre présenté précédemment pour expliquer le régime athermique ceci est compréhensible car l'amplitude de la partie transitoire des signaux est alors proportionnelle à l'énergie déposée dans l'absorbeur.

Les événements répartis sur cette droite, autres que les α de la source «loin», proviennent soit des muons cosmiques soit de la radioactivité de l'environnement.

La deuxième population est due aux événements « près du thermomètre ». Ils sont caractérisés par une amplitude transitoire nettement plus grande que celle des événements de volume. Comme on l'a expliqué dans le chapitre précédent, cette amplitude excessive est due à deux effets : l'absorption plus efficace des phonons de haute énergie par les films NbSi et une non linéarité de la réponse électrique due à un chauffage très inhomogène (localisé) du thermomètre.

Pour vérifier la validité des hypothèses précédentes il suffit de mesurer l'énergie de chaque événement par l'amplitude de la partie lente. Un histogramme de cette énergie est donné sur la [figure IV.3.10](#).

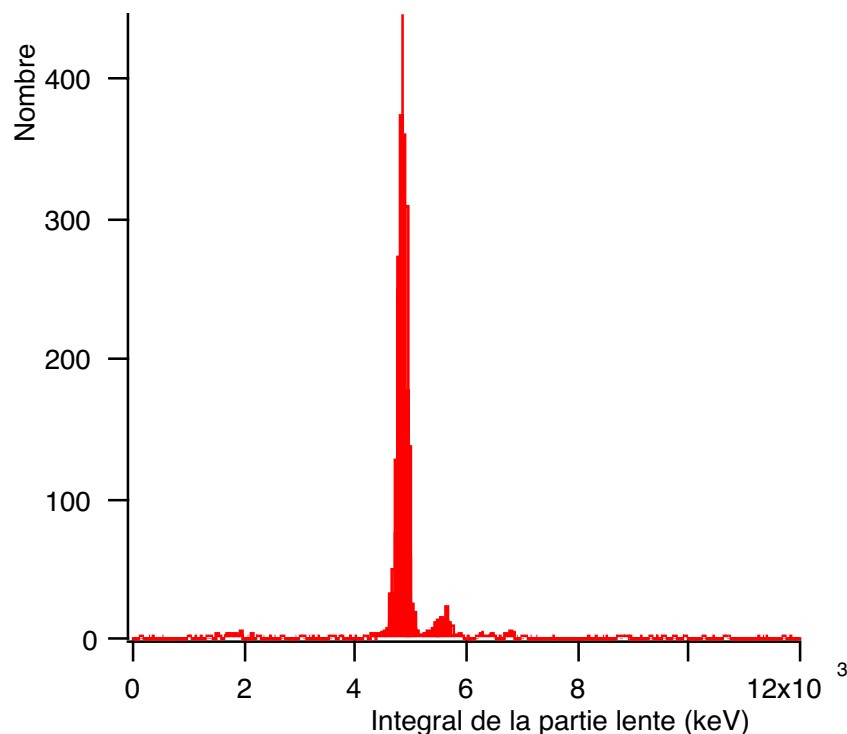


Figure IV.3.10) Histogramme de l'intégrale de la partie thermique des signaux de la [figure IV.3.10](#). On voit sur cette figure les deux énergies des alphas (5400 keV 4800 keV). La résolution est de 200 keV , comparable au bruit ligne de base.

La résolution dans cette expérience n'est pas un facteur très important car les énergies mesurées sont très élevées. Par ailleurs une électronique chaude nécessite des longueurs non

négligeables des câbles. Ceci est une source de parasites électriques et de microphonie assez intense. Avec une électronique large bande ces parasites contribuent d'une façon très importante au bruit ligne de base montré sur la [figure IV.3.11](#).

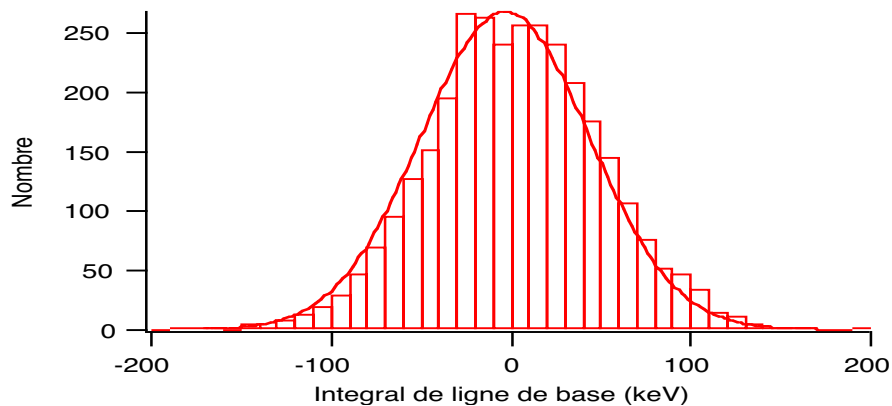


Figure IV.3.11) Histogramme du bruit ligne de base dans l'expérience faite pour démontrer l'effet de surchauffe. La ligne de base est obtenue en intégrant sur 1 msec avant le point de Trigger (la même procédure que pour mesurer l'énergie de la partie lente).

Sur la [figure IV.3.10](#), on voit les deux raies des particules α , présentes dans cette expérience : la raie de 5480 keV est due à la source ^{241}Am située sur le thermomètre et la raie 4840 keV à la source ^{233}U (qui était beaucoup plus intense que celle d' ^{241}Am) située sur la face opposée à celle du thermomètre.

Un histogramme des amplitudes transitoires est donné sur la [figure IV.3.12](#). La dispersion des amplitudes transitoires pour des événements près de la surface (5480 keV) est telle qu'on ne voit pas la raie correspondante. En revanche on voit parfaitement la raie des alphas de la face opposée.

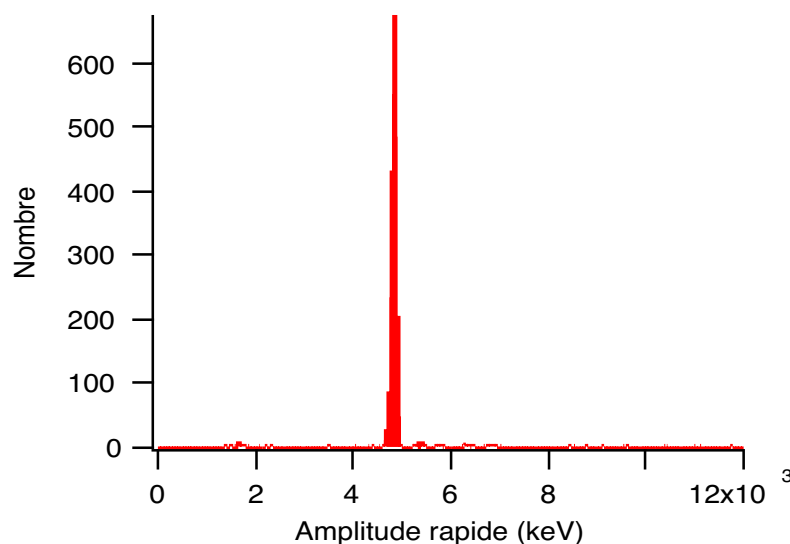


Figure IV.3.12) Histogramme des amplitudes transitoires. On voit la raie des alphas « loin du thermomètre » (4840 keV) mais la raie des alphas 5480 keV a disparue contrairement à la [figure IV.3.10](#) . En effet l'amplitude de la partie transitoire des événements « près du thermomètre » est trop dispersée pour qu'on puisse trouver une raie.

Le point très intéressant dans cette expérience est le gap existant entre la population des événements près de la surface du thermomètre et les événements « loin ». Pour voir encore mieux ce gap, nous traçons, pour chaque événement, le rapport entre l'amplitude de la partie transitoire et l'intégrale de la partie lente des signaux, en fonction de l'énergie obtenue par la partie lente (voir [Figure IV.3.10.](#)). Ce diagramme est montré sur la [figure IV.3.13.](#)

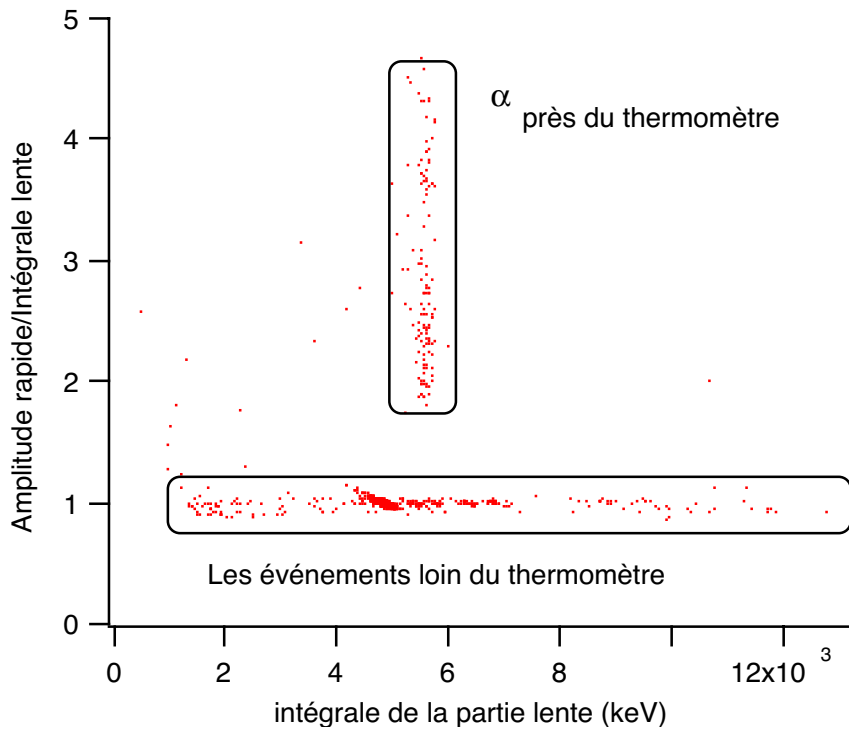


Figure IV.3.13) Chaque point présente un événement. L'axe Y donne le rapport entre la partie transitoire et l'intégrale de la partie lente. L'axe X donne l'intégrale de la partie lente (l'énergie). On voit le gap existant entre les événements près de la surface du thermomètre et les autres événements. Les alphas (absorbés dans quelques μm au dessous de la surface du thermomètre) donnent un rapport minimum de 2.

Les α étant des particules chargées $+2e$ sont absorbées dans quelques $10\ \mu\text{m}$ au dessous de la surface du thermomètre. Ils donnent un rapport 2 au minimum. L'amplitude de la partie transitoire a été calibrée par les alphas loin du thermomètre (4840 keV).

L'autre point très important est la dispersion observée de l'amplitude de la partie transitoire des événements près du thermomètre. Il y a plusieurs pistes pour expliquer cette dispersion :

1) L'énergie moyenne des phonons émis par le point d'impact évolue rapidement avec le temps donc avec la distance parcourue par ces phonons (voir Ch III). Selon la distance entre l'événement et la surface du thermomètre nous attendons des flux d'énergie différents. Cet effet devient très fort pour les événements qui ont lieu à moins de 1 mm du thermomètre, car c'est la distance typique dans des cristaux pour que les phonons de haute énergie atteignent (par des processus non harmoniques) des fréquences suffisamment basses pour s'échapper de la « boule chaude » créée par l'impact ([Maris , Tamura 1993](#)). Dans cette gamme de distances, une petite variation de profondeur d'impact peut se traduire par une forte variation de l'absorption de l'énergie par le thermomètre ($\propto 1/d^5$).

2) Une éventuelle inhomogénéité des films peut changer la sensibilité du thermomètre par rapport à la position latérale du point d'impact. Pour des énergies assez hautes (comme c'est le cas des particules α) cet effet est moins important car l'amplitude de la partie transitoire est déterminé par une élévation très locale à des températures très élevées où la sensibilité intervient d'une manière moins importante.

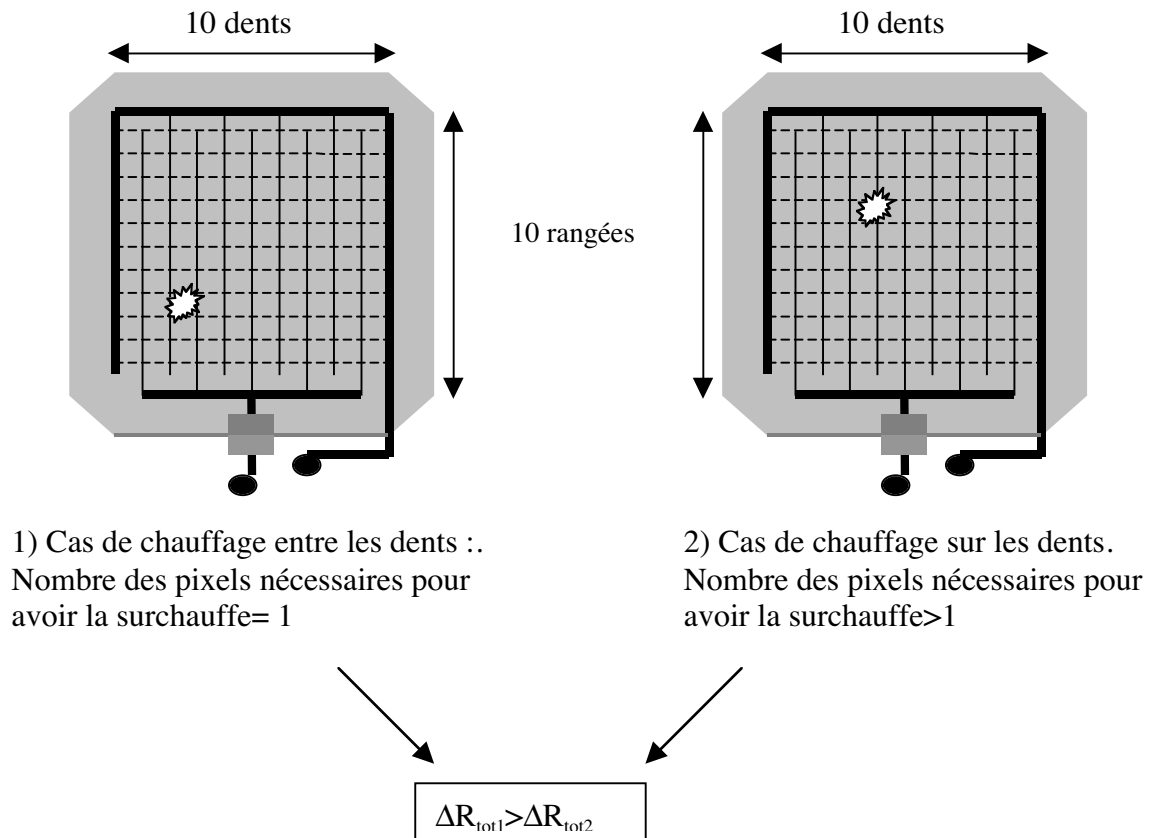


Figure IV.3.14) Sur cette figure nous voyons comment il faut partager la surface du thermomètre pour faire une matrice de pixels. La surface du thermomètre est un carré de 10 mm et la distance entre deux dents des électrodes est de 1 mm. En divisant la surface en pixels de forme de carrée nous obtenons 100 pixels ou chaque pixel représente une résistance dans le cadre du modèle des résistances en parallèles (expliqué dans le chapitre précédent). On a vu alors que dans le régime de non-linéarité électrique la variation de la résistance totale du thermomètre dépend fortement du nombre des pixels surchauffés. Hors, quand un événement à lieu près des électrodes en Nb le nombre des pixels surchauffés est plus grand que si l'événement a lieu au milieu d'un pixel et en conséquence la variation totale de la résistance du thermomètre est plus petite.

3) Sur la **figure IV.3.14**, on voit comment il faut diviser la surface de nos thermomètres pour analyser l'effet « surchauffe » par le modèle des résistances en parallèle (l'équivalent électrique des thermomètres avec les électrodes de type peigne expliqué dans le chapitre précédent). On voit qu'en déplaçant latéralement le point d'impact le nombre des pixels chauffés varie et par conséquent la variation de la résistance totale du thermomètre en dépend. Pour les particules α de 5500 keV cette différence pourrait atteindre 30%.(voir la fin du Chap III).

Analyse de la forme des signaux

Un autre point très important dans cette expérience est l'analyse des constantes de temps des signaux dus aux événements de surface. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent la réponse d'un bolomètre équipé de thermomètre en couche mince $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ dans le régime intégrateur (le régime qui nous intéresse) est la superposition de trois exponentielles. Sur la **figure IV.3.15** est montré un signal typique de thermomètre pour des événements loin du thermomètre avec un ajustement tri exponentiel. Le temps de montée du signal est limité par le temps de collecte des phonons balistiques de l'ordre de $80\ \mu\text{s}$ dans un bolomètre en saphir de 24 grammes. Ce temps ne varie pas en principe avec la température de l'échantillon. Il peut varier avec T dans le cas où la résistance du thermomètre limite le temps de montée (effets purement électriques). Le premier temps de descente est dû à la relaxation électron phonon dans le film. Ce temps est égal à $C_{\text{film}}/g_{\text{film}}$; g_{film} étant proportionnel à T^4 et C_{film} presque constant, ce temps dépend fortement de la température du film selon une loi qui ne dépend que du matériaux NbSi.

Le deuxième temps de descente est dû au refroidissement du bolomètre via la fuite thermique et il est égal à $C_{\text{totale}}/g_{\text{fuite}}$. C_{totale} dans les températures qui nous intéressent est dominé par le cristal et proportionnelle à T^3 . La fuite thermique est limitée par la résistance de Kapitza entre les pavés d'or et le cristal en saphir, soit proportionnelle aussi à T^3 . Donc le temps de descente lent ne devrait pas varier avec la température.

On mesure systématiquement les temps caractéristiques de nos bolomètres afin de comparer g_{e-ph} dynamique à la valeur de g_{e-ph} obtenue par les mesures de transport. On trouve souvent que les valeurs dynamiques de g_{e-ph} ($150\ \text{W/K}^5\text{cm}^3$) sont plus grandes que les valeurs statiques ($30\ \text{W/K}^5\text{cm}^3$). Cela confirme les idées développées précédemment concernant l'effet d'inhomogénéité dans les films.

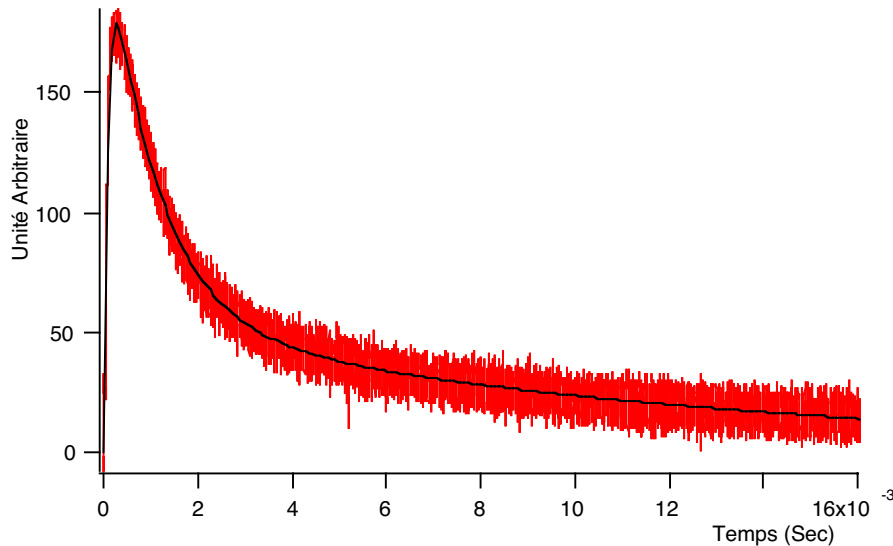


Figure IV.3.15) La réponse du thermomètre pour un « événement loin du thermomètre » avec un ajustement tri exponentiel (Noire). On voit les trois constantes de temps soit $\tau_{\text{montée}}=80, \mu\text{s}$, $\tau_{e-ph}=900\ \mu\text{s}$, $\tau_{\text{lent}}=15\ \text{ms}$. Les températures $T_{\text{chambre}} = 70\ \text{mK}$, $T_{\text{électron}}=77\ \text{mK}$, $T_{\text{phonon}}=72\ \text{mK}$. Le g_{e-ph} trouvé par le τ_{e-ph} est plus grand que celui trouvé par les mesures statiques.

Pour les événements près de la surface du thermomètre, la forme des signaux est complètement différente. En effet, le $\tau_{\text{montée}}$ pour ces événements est nettement plus court et limité par le temps de montée de l'électronique (5 μs). Le $\tau_{\text{e-ph}}$ est aussi très court (<50 μs) et il ne varie pas avec la température comme celui des événements loin du thermomètre. Le τ_{lent} est égal à celui des événements loin et il ne varie pas avec la température. Un signal typique d'un événement près du thermomètre est donné sur la [figure IV.3.8](#).

Pour expliquer cette différence il faut se rappeler que la partie transitoire des signaux pour les événements loin du thermomètre est due à l'absorption des phonons hors d'équilibre par le film alors que ceux-ci constituent un « gaz de phonon » presque homogène, déjà établi dans le cristal. Dans ce cas, le temps de montée du signal est limité par la probabilité de passage des phonons de l'absorbeur au thermomètre et par le temps de transit des phonons à travers le cristal.

Dans le cas d'un événement près du thermomètre, celui-ci reçoit les phonons créés au tout début de l'impact (soit à la température de Debye) et donc bien avant le temps d'établissement du gaz de phonons. Dans ce cas le temps de montée du signal est donné par l'arrivée du premier « paquet » des phonons. Il est donc très court (< 1 μs). Le thermomètre étant chauffé très localement, la température monte tellement (à 2°K si l'énergie est focalisée sur 1mm²) que l'interaction électron phonon devient très rapide et le film réémet des phonons hors d'équilibre dans le cristal. Dans une expérience que j'expliquerai dans le chapitre suivant, on voit comment observer cet effet et confirmer cette description. Avec un deuxième thermomètre en couche mince sur la face opposée nous pourrions étudier la réémission des phonons hors d'équilibre.

IV.4) Bolomètre équipé de deux thermomètres de type peigne (application de « l'effet surchauffe » à basse énergie) :

Introduction

Le but de l'expérience avec un bolomètre équipé d'un seul thermomètre était de mettre en évidence « l'effet surchauffe ». Pour cela nous avons réalisé une expérience avec des particules alpha (les événements de surface avec des énergies très grandes). Il faut maintenant pouvoir identifier les événements de surface dans une gamme d'énergie beaucoup plus basse (l'intérêt pour le projet EDELWEISS est d'atteindre la gamme 1 à 100 keV). Il fallait progresser beaucoup au niveau du bruit ligne de base.

Modifications réalisées pour atteindre les basses énergies

Le premier point important est d'utiliser une électronique refroidie pour deux raisons. D'abord pour réduire la distance entre le thermomètre et le premier étage de l'amplificateur ensuite pour réduire le bruit en courant du transistor FET. Nous avons changé le pré-amplificateur ainsi que les câbles reliant le thermomètre et le FET d'entrée. Le schéma électrique ainsi que les composants utilisés sont montrés sur la [figure IV.4.1](#).

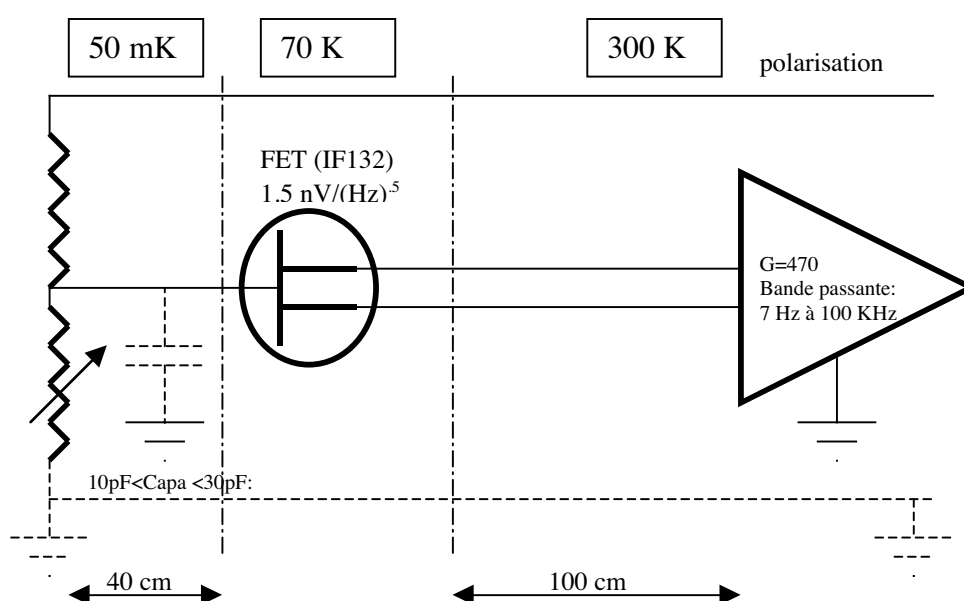


Figure IV.4.1) Le schéma du circuit électrique pour mesurer les événements de surface à basse énergie. La capacité parasite est de l'ordre de 20 pF pour les câbles allant du thermomètre au FET froid (câble GORE 30 pF/m).

Le résultat d'un tel montage dans le cryostat, appliqué à l'expérience avec des particules alpha et le bolomètre à un thermomètre était décevant car la ligne de base ne s'était pas améliorée d'une manière satisfaisante. Le spectre de bruit obtenu est donné sur la [figure IV.4.2](#).

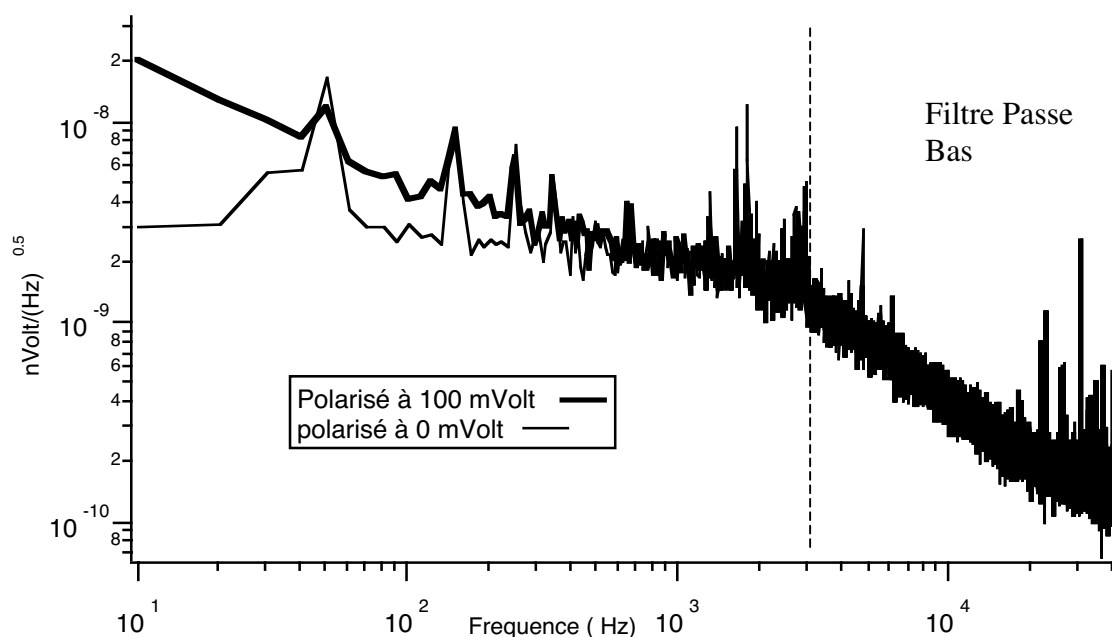


Figure IV.4.2) Spectre de bruit du thermomètre utilisé dans l'expérience avec des particules α . pour une température de 70 mK et pour deux polarisations différentes. On voit la remontée du bruit à basse fréquence pour le cas du thermomètre polarisé.

Sur cette figure, nous voyons une remontée du bruit à basse fréquence accompagnée de plusieurs pics parasites. L'origine de cette remontée sous polarisation est due soit aux petits événements soit aux fluctuations de la température éventuellement du fait de la microphonie, soit aux propriétés fondamentales des couches en NbSi.

L'autre problème qui nous empêchait de travailler à basse énergie était la présence d'un bruit de fond radioactif assez important (>5 Evt/Sec pour $E > 20$ keV). Comme je l'ai expliqué dans la section IV.3, pour des bolomètres équipés d'un seul thermomètre la seule façon de mesurer l'énergie est la partie lente du signal. Cette partie doit être analysée sur plus de 100 ms à basse température (voir figure IV.3.8). Une mesure basée sur la partie lente du signal est très sensible à l'empilement.

J'ai expliqué dans la section IV.3 que pour les événements assez loin du thermomètre, on peut estimer l'énergie de l'événement par l'amplitude de la partie transitoire du signal. Cette partie étant assez rapide, cela nous a conduit à l'idée d'utiliser le signal d'un autre thermomètre dans sa partie transitoire et ainsi de s'affranchir des problèmes d'empilement.

Par ailleurs nous venions d'achever l'équipement d'un autre cryostat qui était muni d'amortisseurs et en conséquence était beaucoup moins microphonique. Nous avons maintenu en place tous les tuyaux de pompage et d'injection avec des briques de plomb afin de réduire au maximum les vibrations induites par les pompes dans le cryostat.

A) Expérience avec un bolomètre en saphir, équipé de deux thermomètres de type peigne.

Dispositif

Le dispositif pour cette expérience est un bolomètre en saphir de 24 grammes, analogue à celui du bolomètre en saphir avec un seul thermomètre de type peigne exploité dans l'expérience précédente. Un second thermomètre a été évaporé sur la face opposée du cylindre.

Ayant deux thermomètres sur le même absorbeur nous pouvons faire des mesures statiques plus complètes puisque l'un des thermomètres peut nous servir à mesurer directement la température de l'absorbeur (par exemple pour les mesures de couplage électron phonon).

L'électronique de mesure dans cette expérience est une électronique refroidie (comportant un FET à 150 °K). Chaque thermomètre a son propre circuit de polarisation et de mesure, soit l'équivalent du schéma montré sur la [figure IV.4.1](#).

Sources radioactives

Nous disposons d'une source de ^{109}Cd (qui donne des électrons à 84 keV, 60 keV et des γ de moins de 30 keV) réalisée par implantation dans un cristal de saphir. Cette source n'était pas très active (8 coups sur 2π à 84 keV) donc on ne l'a presque pas collimatée.

En effet, le support du bolomètre ne permettait pas de mettre les sources tout près des thermomètres. La source irradiait donc à peu près toute la surface du thermomètre.

Nous avons mis une source de ^{233}U (alpha 4800 keV) devant le thermomètre de la face opposée et on l'a collimatée pour avoir un événement toutes les 3 secondes. Ceci afin de pouvoir calibrer les thermomètres. Un schéma de l'ensemble du bolomètre avec les sources utilisées dans cette expérience est montré sur la [figure IV.4.3](#).

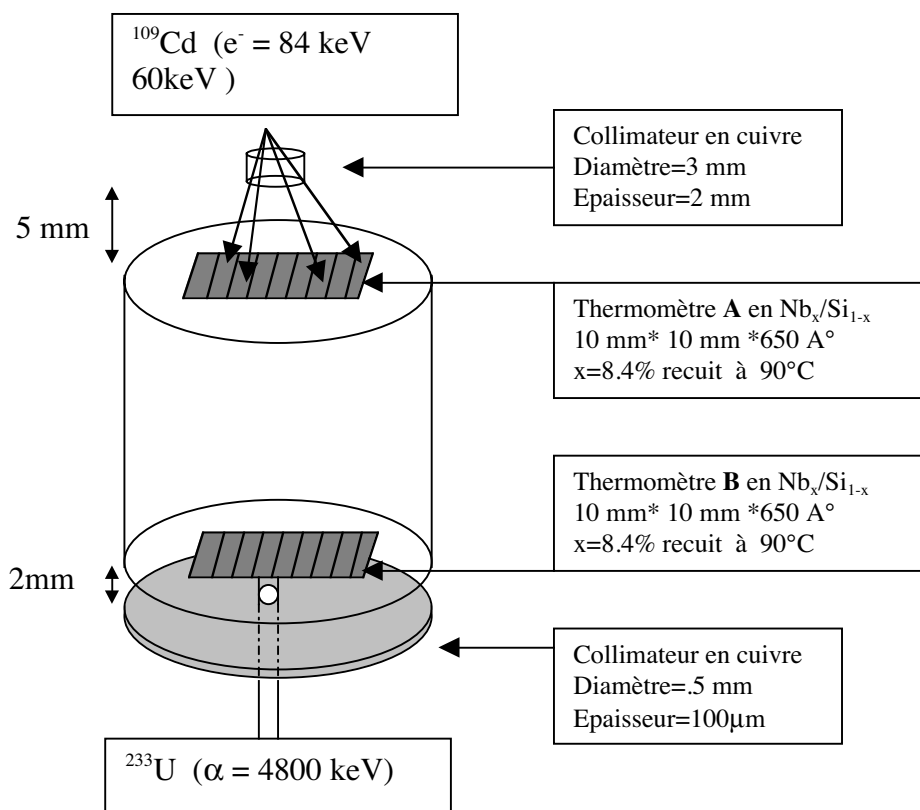


Figure IV.4.3) Schéma de principe d'un bolomètre en saphir équipé de deux thermomètres (A et B) évaporés, en $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ de type "géométrie peigne", avec une source de ^{109}Cd et une source ^{233}U . Les deux sources donnent des événements près de la surface des thermomètres correspondant. Selon l'expérience précédente nous nous attendons à observer des effets de « surchauffe » pour les deux thermomètres dans des gammes d'énergie complètement séparées (voir le texte).

Formes des signaux :

Nos observations montrent que les signaux correspondant aux événements électrons (près du thermomètre) et les événements « loin des thermomètres » sont différents selon deux critères distincts : i) la forme ii) l'amplitude de la partie transitoire. Dans la première partie de cette section, je montrerai la différence de la forme des signaux correspondant aux deux types d'événements et ensuite je développerai une méthode pour les distinguer.

La **figure IV.4.4** montre les signaux typiques obtenus dans cette expérience pour des événements e^- provenant de la source ^{109}Cd (l'identification des événements « électron » est décrite plus loin), comparés aux événements de « volume ».

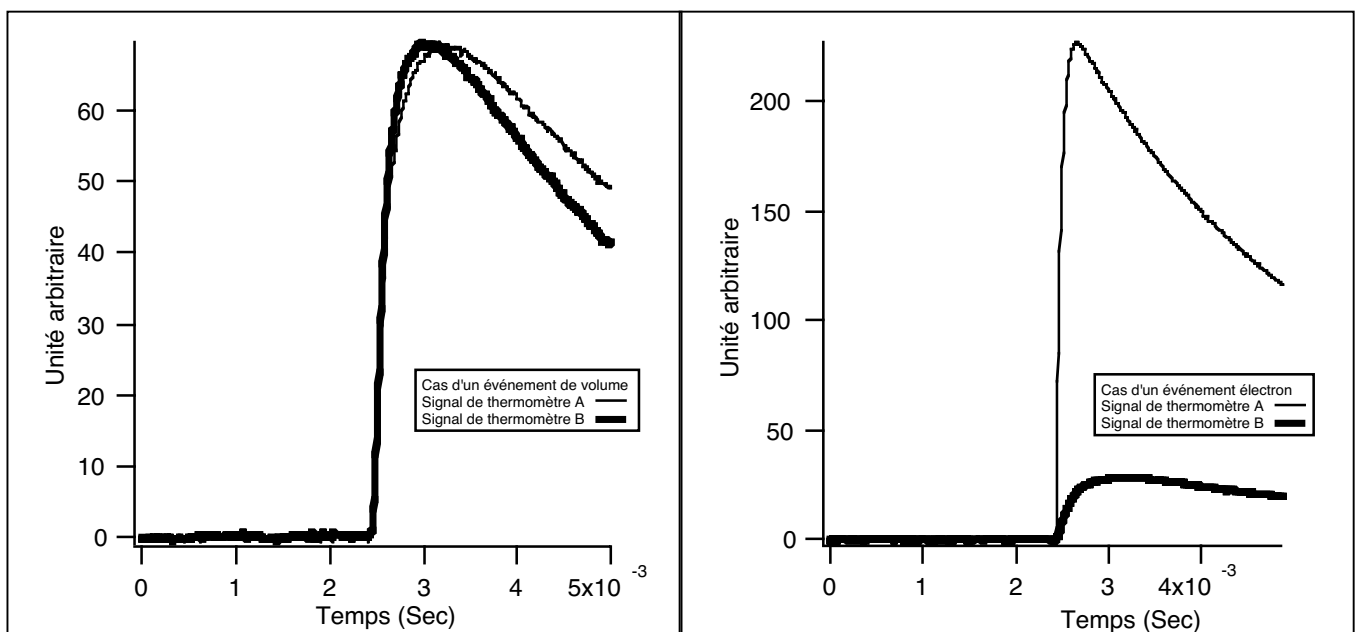


Figure IV.4.4) Comparaison de la partie transitoire de la réponse des thermomètres pour un événement de type électron (près du thermomètre A) et un événement de volume (loin des deux thermomètres). On voit que pour un événement près de la surface du thermomètre A, l'amplitude de la partie transitoire de A est nettement plus grande que celle du thermomètre loin B. La petite différence des temps de montée pour les événements de volume est due à la non identité exacte des thermomètres. Cette expérience a été faite à $T_{\text{bain}}=25\text{mK}$ et une polarisation de 10 nA pour chacun des thermomètres.

Nous voyons sur cette figure que la réponse des deux thermomètres est très différente pour un événement de volume et pour un événement très proche de la surface d'un thermomètre. Comme dans l'expérience du bolomètre avec un seul thermomètre il y a deux effets: le rapport entre les amplitudes des parties transitoires et la différence des temps de montée des signaux. Pour des questions de bruit et ensuite de déclenchement nous étions obligés de filtrer les signaux avec un filtre passe bas à 3 KHz et de limiter ainsi le temps de montée à 300 μs . Pour des problèmes d'empilement nous n'avons pas pu étudier la partie lente des signaux.

Analyse de l'amplitude des signaux des deux thermomètres (Identification des électrons par la voie chaleur)

Sur la **figure IV.4.5** nous voyons une représentation de l'ensemble des événements. L'amplitude de la partie transitoire de chaque thermomètre pour chaque événement est donnée sur les deux axes du diagramme. On peut facilement séparer deux populations d'événements.

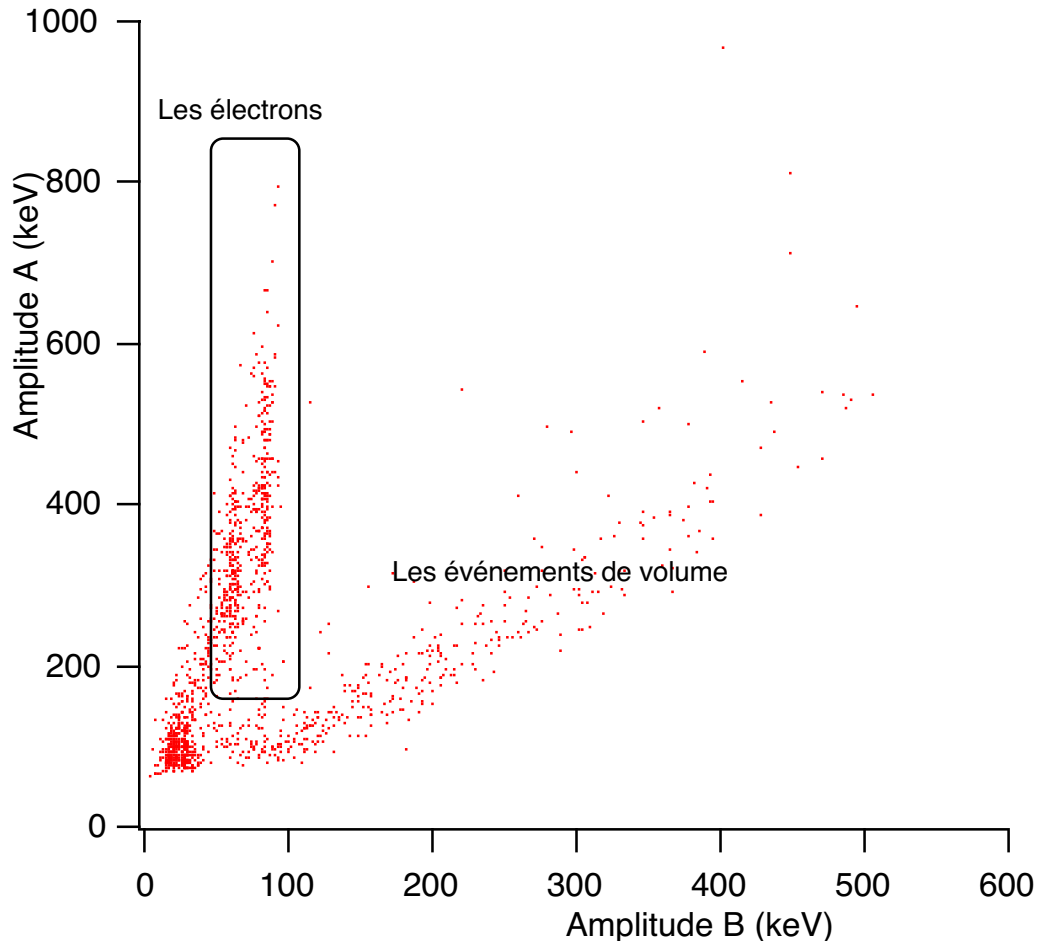


Figure IV.4.5) Les réponses des deux thermomètres pour tous les événements. Chaque point représente un événement dont l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre A est donnée sur l'axe Y et celle du thermomètre B est donnée sur l'axe X. On voit apparaître deux populations séparées d'événements. Les axes sont calibrés suivant la procédure expliquée dans le texte.

On voit sur cette figure une catégorie d'événements pour lesquels les signaux des deux thermomètres sont les mêmes et une deuxième catégorie d'événements pour lesquels le signal du thermomètre A est nettement plus grand que celui du thermomètre B. Inspirés par les résultats de la partie précédente et sachant que tous les événements de type électron sont absorbés dans une épaisseur d'environ 10 μm près de la surface du thermomètre, nous pouvons imaginer que les événements hors de l'axe diagonal sont les e^- absorbés près de la surface du thermomètre A.

Analyse des signaux du thermomètre B

Un histogramme de l'amplitude des signaux du thermomètre B est donné sur la [figure IV.4.6](#). Sur cette Figure, nous voyons bien les deux raies de la source ^{109}Cd (84 keV et 60 keV).

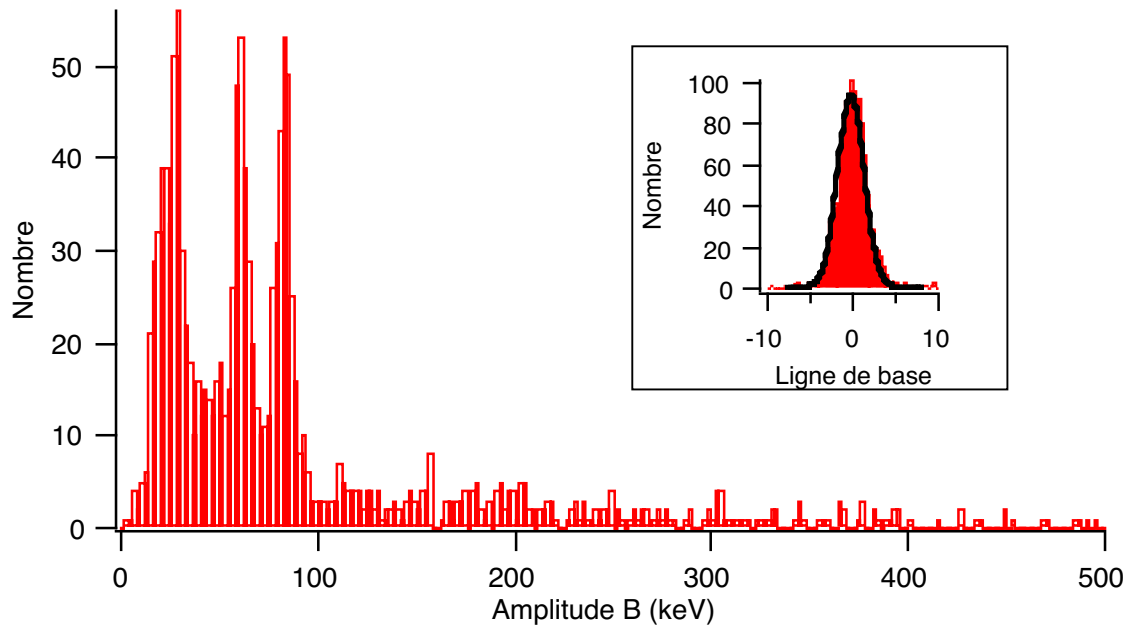


Figure IV.4.6) L'histogramme de l'amplitude de la partie transitoire donnée par le thermomètre B. Les deux raies (84 keV et 60 keV) de ^{109}Cd sont nettement séparées avec une résolution de 6 keV FWHM et pour un bruit ligne de base (montré sur le coin de la figure) de 3 keV. On voit aussi les gammas à basse énergie due à la source ^{109}Cd . Cet histogramme est en fait la projection parallèlement à l'axe Y des événements montres sur la [figure IV.4.5](#) sur l'axe X de cette même figure.

Cet histogramme donne une résolution de 6 keV FWHM sur la raie de 84 keV. Conformément à ce que nous avons observé avec les α ([figure IV.3.12](#)), le signal transitoire du thermomètre (B) loin des impacts (ceux-ci ayant lieu à une distance presque constante du thermomètre) donne une bonne détermination de l'énergie (régime athermique classique pour un bolomètre). Ceci nous permet de travailler dans des conditions où le signal thermique (partie lente) n'est pas exploitable et de calibrer les deux thermomètres (pour le thermomètre A nous prenons les α 4800 keV) pour déterminer l'énergie des événements du moins ceux localisés sur la face opposée du thermomètre utilisé.

La résolution observée (6 keV) est en contradiction avec la dispersion des événements (représentant les événements de volume) autour de la diagonale sur la [figure IV.4.5](#). Qui est de l'ordre de ± 15 keV. Cette remarque pose le problème général et important de la résolution que l'on peut espérer par le signal athermique donné par un film de grande surface. Il sera repris ultérieurement. Pour l'instant nous constatons que:

- les événements très près de la surface d'un thermomètre donnent un signal caractéristique sur ce thermomètre.
- les événements dont le point d'interaction est localisé donnent sur un thermomètre éloigné un signal athermique qui conduit à une résolution acceptable (6 keV) par rapport au bruit ligne de

base (3keV). C'est le cas des événements électrons de cette expérience pour le thermomètre B et les α de ^{233}U de l'expérience précédente.

- les événements de volume donnent des signaux du même ordre sur les deux thermomètres mais avec une dispersion sur laquelle nous reviendrons.

On peut justifier cette manière de « trier » les événements en approchant une source de ^{60}Co (γ 1330 keV et 1180 keV) à l'extérieur du cryostat. La largeur typique d'interaction des gammas de cette source ($\gg 2\text{cm}$) conduit essentiellement à des événements de volume. C'est bien ce que l'on constate : le surcroît d'événements se range sur la diagonale de la [figure IV 4 5](#).

Analyse du rapport des amplitudes des parties transitoires

Comme on l'a vu sur la [figure IV.4.5](#), une comparaison entre les réponses des deux thermomètres peut nous permettre de distinguer les événements près des thermomètres et les événements de volume. Pour cela nous calculons le rapport entre les amplitudes des parties transitoires des deux thermomètres. Sur la [figure IV.4.7](#) j'ai montré cette valeur en fonction de l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre B pour chacun des événements.

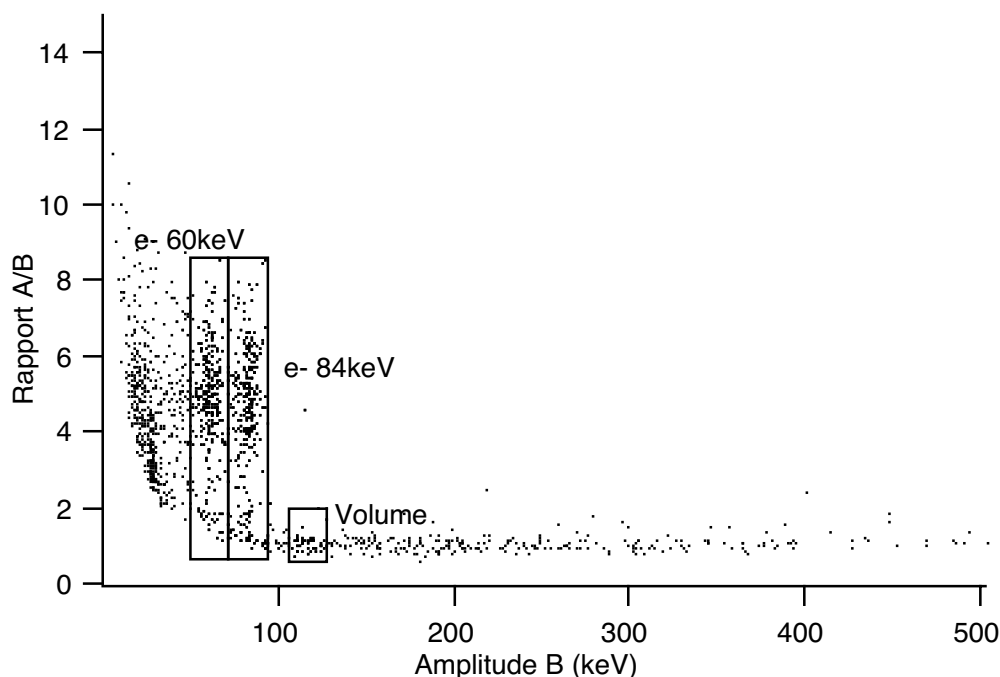


Figure IV.4.7) Chaque point est un événement dont le rapport entre l'amplitude de la partie transitoire donnée par le thermomètre A et celle du thermomètre B est portée sur l'axe Y et l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre B sur l'axe X. On voit les événements de volume avec un rapport proche de 1 et les événements de surface avec un rapport jusqu'à 8. Les zones encadrées par des rectangles sont les événements 60 keV, 84 keV et 120 keV. La frontière hyperbolique des événements à basse énergie est due au déclenchement qui se fait sur la voie A.

Encore une fois nous voyons les différentes populations d'événements : les événements avec un rapport (A/B) très grand (électrons) et les événements avec un rapport A/B=1. Pourtant le gap qu'on observait entre les événements de volume et de surface dans l'expérience précédente ([figure IV.3.13](#)) est moins évident dans cette expérience. Dans la page suivante, nous allons discuter ce point avec le souci d'estimer dans quelle mesure il correspond ou non à une limitation de notre méthode d'identification des événements de surface. Pour compter la proportion de ces événements nous avons défini trois zones sur la [figure IV.4.7](#) Chacune couvre un intervalle de 20 keV (3 fois le bruit ligne de base) pour le thermomètre B. Il est très instructif de comparer l'histogramme du rapport A/B pour chaque zone. Une telle analyse est montrée sur la [figure IV.4.8](#).

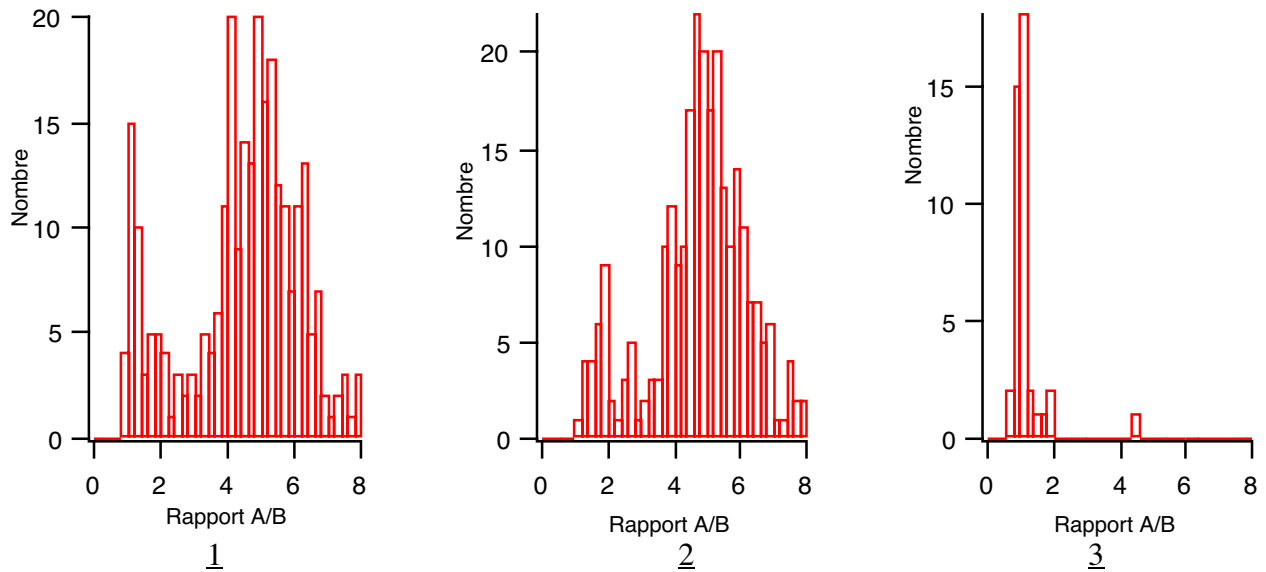


Figure IV.4.8) Histogramme du rapport A/B pour trois zones différentes définies sur la figure IV.4.7 . 1) Les électrons 84 keV 2) Les électrons 60 keV 3) Les événements de la radioactivité du fond autour de 120keV. Pour les électrons les rapports sont concentrés autour de 5 et pour les événements du fond ils sont concentrés autour de 1. Le nombre des événements intermédiaires ($2 < A/B < 4$) varie entre 4% pour des 60 keV et 6% pour 84 keV. Le pic à 1 pour les 84 keV (1) contient le même nombre d'événements que le pic à 1 pour des événements du fond à 1% près (tenant compte des γ 80 keV qui sont certainement dans le volume).

En effet, il faut comparer le nombre des événements à valeur A/B proche de 1 avec le nombre des événements de volume correspondant au même intervalle d'énergie. Cette comparaison montre que seulement 5 % des événements « électron » se trouvent dans des zones à valeur de A/B intermédiaires.

La comparaison du nombre d'événements de volume autour de 84 keV avec le nombre d'événements autour de 120 keV (fond radioactif) montre que à 90 % de confiance aucun événement « électron » ne se trouve sur la diagonale des événements de volume. Pour la tranche de 84 keV nous trouvons un petit excès d'événements de volume qui correspond aux γ 80 keV de la source ^{109}Cd (une activité de l'ordre de 8 % par rapport aux e^- 84 keV)

Nous associons les événements qui donnent une valeur A/B intermédiaire ($2 < A/B < 4$) aux électrons qui ont lieu dans des régions inactives du thermomètre (voir figure IV.1.6)

Evénements de surface à plus basse énergie que 60 keV

Il reste encore des événements électrons qui en terme d'énergie donnée par le thermomètre B, « bavent » vers les basses énergies :

Les électrons, particules très légères, suivent une trajectoire très diffusive, avant d'être arrêtés dans le cristal. Il est donc possible d'avoir un électron qui s'échappe du cristal après avoir subi quelques chocs. Le nombre des électrons ainsi échappés du cristal est une fonction du nombre atomique des atomes du cristal, de la masse volumique et de l'énergie des électrons incidents (Knoll). Par exemple pour des électrons de 84 keV dans un absorbeur en Al, 12% des électrons s'échappent. Pour un absorbeur en saphir nous estimons cette fraction à 15%. Ces événements

sont détectés comme des événements de surface mais avec une énergie plus basse que les électrons dans la raie principale. Sur la [figure IV.4.5](#), ils sont représentés par les points partant des deux raie 84 keV et 60keV et dispersés jusqu'à 0.

Nous observons aussi des événements à très basse énergie dans la zone des événements de surface. Ces événements sont les γ de basse énergie (en dessous de 30 keV la longueur d'atténuation dans le saphir est $< 300 \mu\text{m}$).

Analyse de la forme des signaux pour identifier les événements de surface

Jusqu'ici, nous avons montré une méthode basée sur l'analyse des amplitudes de la partie transitoire des signaux. Une autre méthode très efficace consiste à étudier la forme des signaux afin de pouvoir les identifier comme des événements de surface.

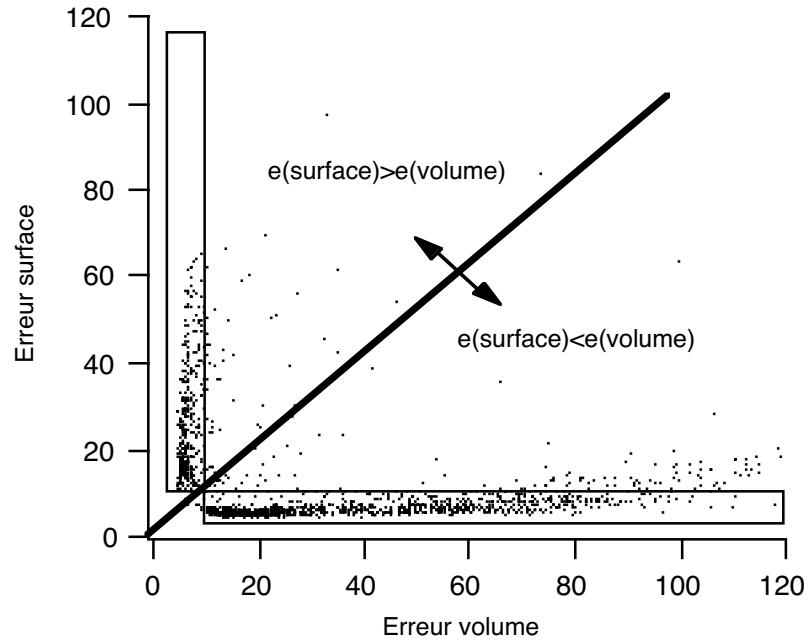
Comme on l'a montré dans l'expérience précédente (bolomètre avec un seul thermomètre et des particules alpha), la forme des signaux des événements très près de la surface des thermomètres est très différente de celle des événements de volume. Cette différence est due à l'absorption de la première "vague" de phonons hors d'équilibre et très probablement à une efficacité plus grande de l'absorption de ces phonons de haute énergie par la couche NbSi.

D'une manière générale, la réponse du thermomètre proche du point d'impact a un temps de montée plus court et la relaxation électron phonon est plus rapide. Corrélativement, pour les événements ayant lieu près de l'un des thermomètres, le temps de montée de l'autre thermomètre est plus long que pour des événements de volume. Ce dernier point, très intéressant, sera expliqué plus tard (voir Chapitre V).

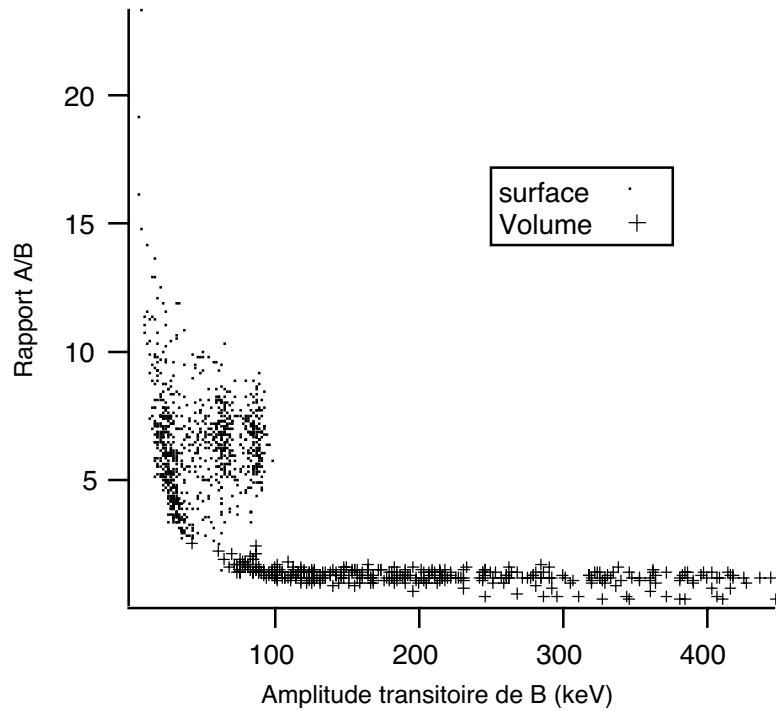
Une analyse simple consiste à sélectionner quelques événements de surface (par exemple des événements électron d'une énergie 84 keV), de faire une moyenne sur ces signaux et de prendre cette moyenne comme forme typique d'un événement de surface (gabarit d'événements de surface). On répète cette procédure pour quelques événements de volume. Par exemple les événements vers 120 keV de volume dans la [figure IV.4.7](#) (gabarit d'événements de volume). On a ainsi la forme typique des événements de volume.

Pour chaque événement, nous faisons un ajustement avec les deux gabarits trouvés précédemment et nous calculons l'erreur correspondant à cet ajustement (χ^2). Pour classer un événement dans l'une ou l'autre catégorie nous comparons les deux erreurs correspondant aux deux gabarits. Sur la [figure IV.4.9 A](#) nous trouvons une telle comparaison.

Pour augmenter le niveau de confiance de cette classification nous rejetons les événements classés de volume (ou de surface) donnant un écart par rapport au gabarit de volume (ou de surface), plus grande que deux fois le bruit ligne de base. Nous rejetons aussi les événements pour lesquels les erreurs des deux ajustements sont plus petites que deux fois le bruit ligne de base (ce sont les événements de très basse énergie donc dans le bruit de mesure). Une telle classification est montrée sur la [figure IV.4.9 B](#).



A)



B)

Figure IV.4.9) A) Comparaison entre les erreurs (χ^2) des deux ajustements. B) Chaque événement est «classé» à l'aide du diagramme (A) dans sa propre catégorie (surface ou volume) . On voit que tous les événements électron (les points) de 84 keV et 60 keV ainsi que les gamma à basse énergie (les gamma avec une énergie < 30 keV sont absorbés dans quelques 100 μm dans saphir) sont identifiés comme des événements de surface. Alors que la plupart des événements, dus à la radioactivité du fond, sont identifiés comme des événements de volume (les croix).

Une comparaison avec la [figure IV.4.7](#), montre qu'en faisant ce rejet nous perdons entre 5 et 8 % des événements. Le nombre des événements intermédiaires ($2 < A/B < 4$) de la [figure IV.4.7](#) est désormais réduit à 1% comparé à 5% avant ce rejet.

Cette méthode apporte donc une redondance intéressante par rapport à la simple analyse de l'amplitude.

Conclusion

Nous avons vu que les signaux d'un bolomètre équipé de couches minces NbSi sont très différents suivant que ce sont des événements très près de la surface des thermomètres (quelques 10 μm) ou des événements dans le volume.

Nous avons pu définir un paramètre pour identifier ces événements (électron ou alpha) en analysant la partie transitoire des signaux:

A) Dans le cas d'un bolomètre équipé d'un seul thermomètre ce paramètre est le rapport entre les amplitudes de la partie transitoire et de la partie thermique ([figure IV.3.13](#)).

B) Dans le cas d'un bolomètre équipé de deux thermomètres, ce paramètre est défini par le rapport des amplitudes transitoires des deux thermomètres ([figure IV.4.7](#)).

Dans les deux cas, nous avons vu que l'analyse de la forme de la partie transitoire des signaux apporte une redondance à l'identification effectuée par ces deux paramètres.

Dans le chapitre II, nous avons vu que la définition des événements de surface (ou l'épaisseur de la zone morte de détecteur) dépend fortement de l'application et des conditions de l'expérience (0.3 μm jusqu'à 1mm). Donc il est très souhaitable de trouver une relation entre les paramètres définis précédemment et la profondeur de l'impact. Ainsi nous pourrions définir une coupure adaptée à notre application.

Cette question fait le sujet de la section suivante.

IV.5) Expérience avec des sources de γ de basse énergie :

Introduction

Dans l'expérience précédente, nous avons pu identifier les événements très près de la surface des thermomètres (quelque 10 μm) à l'aide d'un paramètre défini par le rapport d'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres. Une question importante est : quelle est la relation entre ce paramètre et la profondeur de l'impact ?

Pour répondre à cette question nous utilisons une source de gamma de basse énergie (60 keV de ^{241}Am) produisant des impacts qui couvrent les régions très près de la surface jusqu'à des profondeurs importantes (1 cm). En comparant avec le profil d'absorption de ces gamma dans le saphir, nous pouvons estimer la relation entre le paramètre défini précédemment (A/B) est la profondeur d'impact.

Montage

Le montage pour cette expérience est très similaire à celui de l'expérience précédente sauf pour les sources. Nous avons utilisé les sources ^{241}Am (α : 5480 keV γ : 60 keV, 24 keV, 18 keV, et 14 keV) et ^{57}Co (γ : 122 keV et 136 keV). Sur la **figure IV.5.1** est schématisé l'ensemble du bolomètre avec la position des sources.

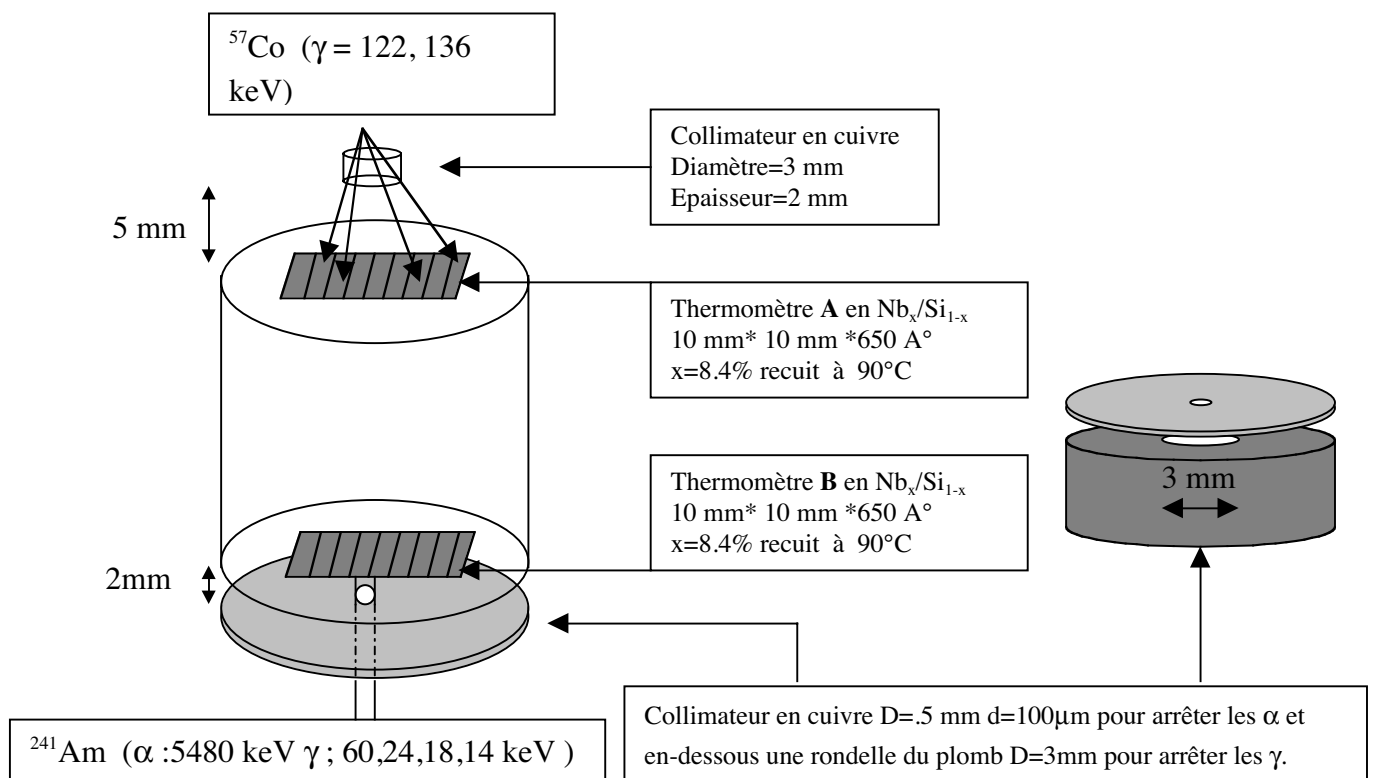


Figure IV.5.1) Schéma du bolomètre avec la position des sources par rapport aux thermomètres.

Le montage électronique est celui de l'expérience précédente avec des FETs à froid. Nous avons fait des mesures DC et une détermination de $R(T)$ pour les deux thermomètres est montrée sur la **figure IV.5.2**. Cette calibration permet de tenir compte si nécessaire de la différence entre les deux thermomètres.

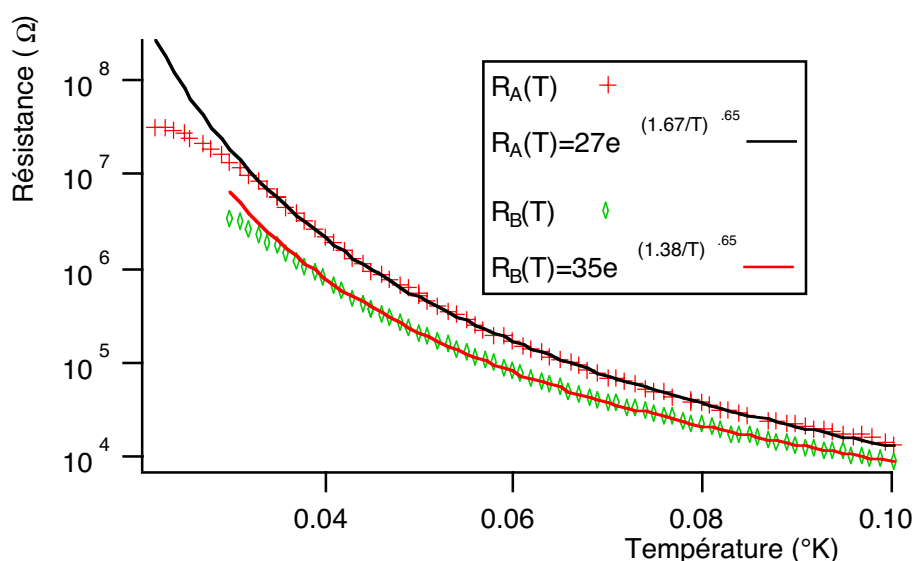


Figure IV.5.2) $R(T)$ des deux thermomètres avec les ajustements exponentiels. Le thermomètre A est plus résistif que le thermomètre B ce qui leur confère une sensibilité légèrement différente.

Impulsions dues aux γ (observation de l'effet de surchauffe pour des γ 60 keV)

L'intérêt des γ est d'avoir un profil d'absorption connu dans le cristal pouvant aller jusqu'à des profondeurs importantes :

$$P(x) = 1 - e^{(-x/x_E)} \quad \text{IV.5.1}$$

$P(x)$ est la probabilité pour qu'un gamma soit absorbé ou subissent une interaction (Compton) dans une distance x de la surface du détecteur. La longueur d'atténuation (x_E) et une fonction de l'énergie du gamma et dépend du matériau. Pour un bolomètre en saphir et pour les énergies qui nous intéressent dans cette expérience les longueurs d'atténuation correspondantes (calculés avec le programme **XCOM**) sont données dans le **tableau IV.5.1**.

Energie (keV)	Longueur d'absorption (cm)	Absorption photoélectrique (cm)
122	1.7	46
60	1.1	4.47
18	<0.15	0.15

Tableau IV.5.1) Longueurs d'absorption dans un cristal de saphir pour les γ de ^{57}Co et ^{241}Am .

Comme on le voit dans le tableau, la longueur d'absorption pour les γ de 122 keV est à peu près égale à l'épaisseur de notre bolomètre. Pour cette énergie nous nous attendons à avoir une

distribution homogène du point d'impact dans le cristal. Pour des γ de 60 keV, presque 10 % des événements (compton + photoélectrique) ont lieu à moins de 1mm de la surface du thermomètre B (Figure IV.5.1). La figure IV.5.3 montre l'amplitude de la partie transitoire des signaux des deux thermomètres pour chaque événement.

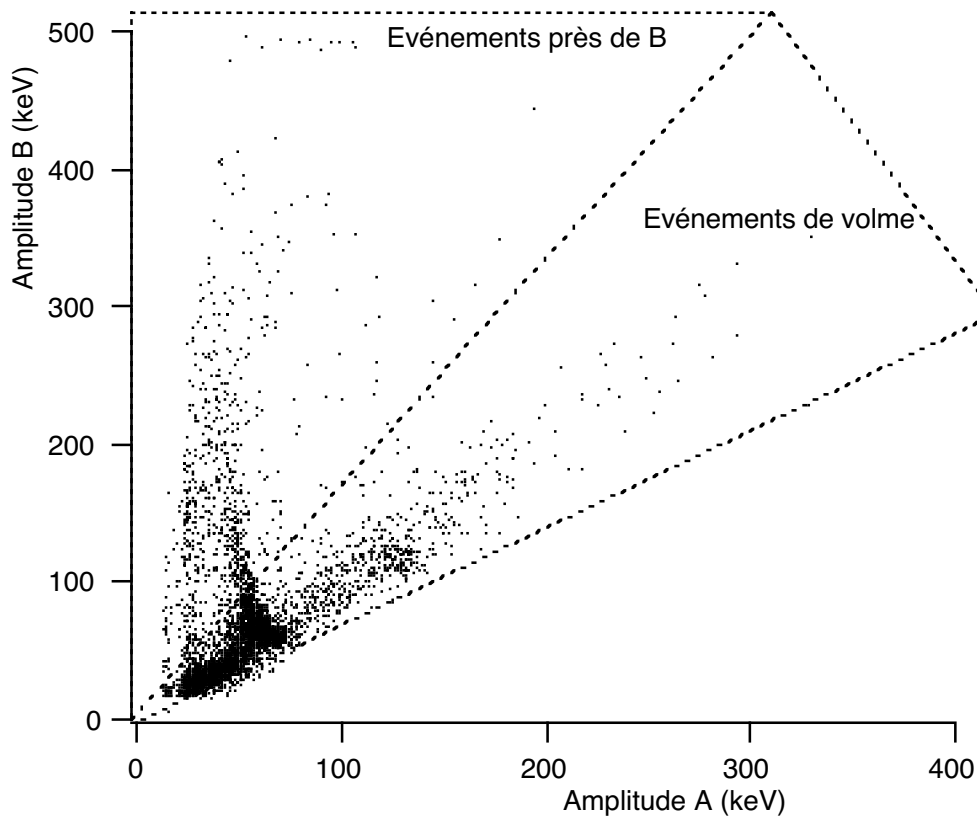


Figure IV.5.3) Chaque point représente un événement. L'axe X donne l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre A. L'axe Y donne l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre B. On voit sur cette figure la population des événements 60 keV qui s'étend au delà de la zone des événements de volume. Certains événements 60 keV s'avèrent être des événements de surface. La frontière entre les événements de surface et les événements de volume et le critère de séparation de ces événements sont expliqués dans le texte.

Nous pouvons interpréter cette figure comme dans l'expérience avec des électrons, au moyen de deux populations différentes d'événements ; les événements de volume et les événements ayant lieu près de la surface du thermomètre B. Contrairement à l'expérience avec des électrons et des α , il n'y a pas de gap évident entre ces deux types d'événements. Les événements provenant des γ de 60 keV « bavent » d'une façon continue de la population des événements de volume vers la population des événements ayant une amplitude de la partie transitoire (thermomètre B) très grande.

Comme nous l'avons montré dans l'expérience avec des électrons, un bon critère pour « mesurer » les anomalies liées aux événements près de la surface, est de calculer le rapport entre l'amplitude de la partie transitoire des réponses des deux thermomètres. Une telle analyse est montrée sur la figure IV.5.4. Sur cette figure, l'axe Y donne le rapport B/A et l'axe X donne l'amplitude de la partie transitoire de A. Il y a deux points très importants dans cette figure.

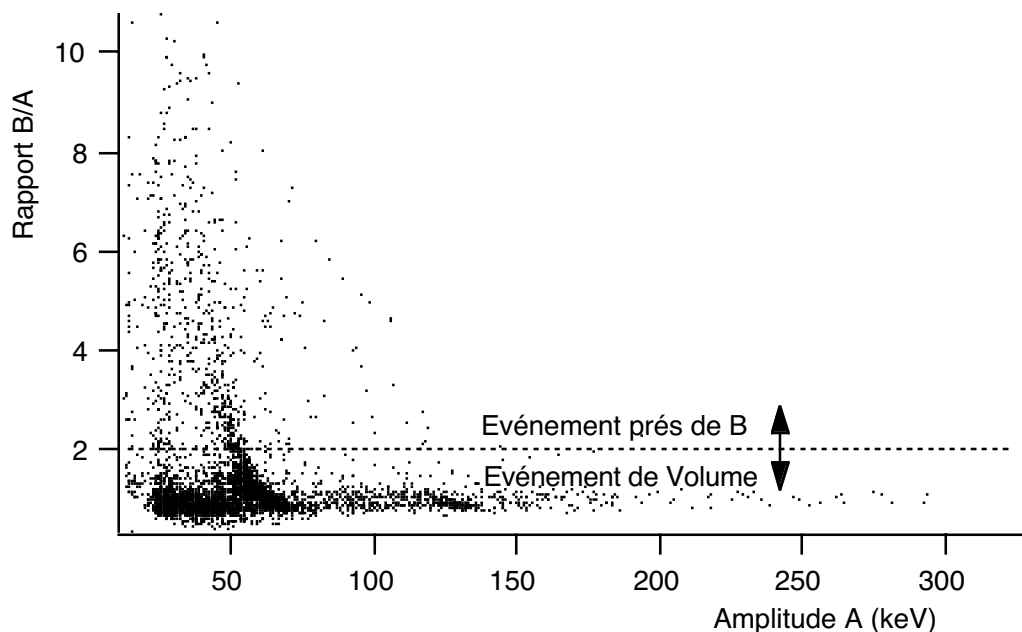


Figure IV.5.4) Chaque point représente un événement. Sur l'axe Y on trouve le rapport entre l'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres. On voit la tache correspondant aux γ de 60 keV avec une forme qui « bave » vers des rapports très grands. Contrairement aux électrons, l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre A varie (décroît) corrélativement. Les γ de 122 keV sont tous dans la zone des événements de volume. Les γ à très basse énergie (18 keV) sont tous identifiés comme des événements près du thermomètre B.

Le premier point concerne le fait que le plupart (95%) des γ de 60 keV sont trouvés dans la zone des événement de volume ($A/B < 2$) et que très peu d'événements 122 keV (<1%) se trouvent dans la zone des événements de surface. Ce point est en accord avec le profil d'absorption car seulement 3 % des 60 keV et moins de 1 % des 122 keV interagissent sous la surface de cristal (interaction photoélectrique à moins de 1mm). Le deuxième point est l'apparition d'une corrélation entre l'amplitude des thermomètres A et B pour des événements de volume. Pour des événements loin des thermomètres ($B/A < 2$) cette corrélation est linéaire. Autrement dit la moyenne de l'amplitude des deux signaux est une valeur constante (proportionnelle à l'énergie). Après avoir défini une méthode de séparation des événements de surface des événements de volume, nous développerons ce point plus en détail.

Analyse de la forme des signaux : Définition rigoureuse des événements de surface.

La figure IV.5.4 montre une continuité entre les événements 60 keV donnant lieu à $A/B < 2$ et ceux donnant lieu à A/B très élevé (> 4). Une question importante est donc : comment identifier un événement 60 keV comme un événement de surface ? On peut définir par plusieurs méthodes la zone des événements pathologiques (surface). Une méthode consiste à prendre des événements 122 keV (sachant que les 122 keV sont absorbés d'une manière quasi homogène dans le volume du bolomètre) et de définir les caractéristiques des événements de volume. Une autre méthode plus réaliste est de prendre la forme des événements électron qui sont typiquement des événements de surface (obtenue dans l'expérience précédente) et de la comparer avec la forme de tous les événements.

L'algorithme d'un programme écrit sous LabView (National Instruments) pour analyser la forme des événements est montré sur la **figure IV.5.5**.

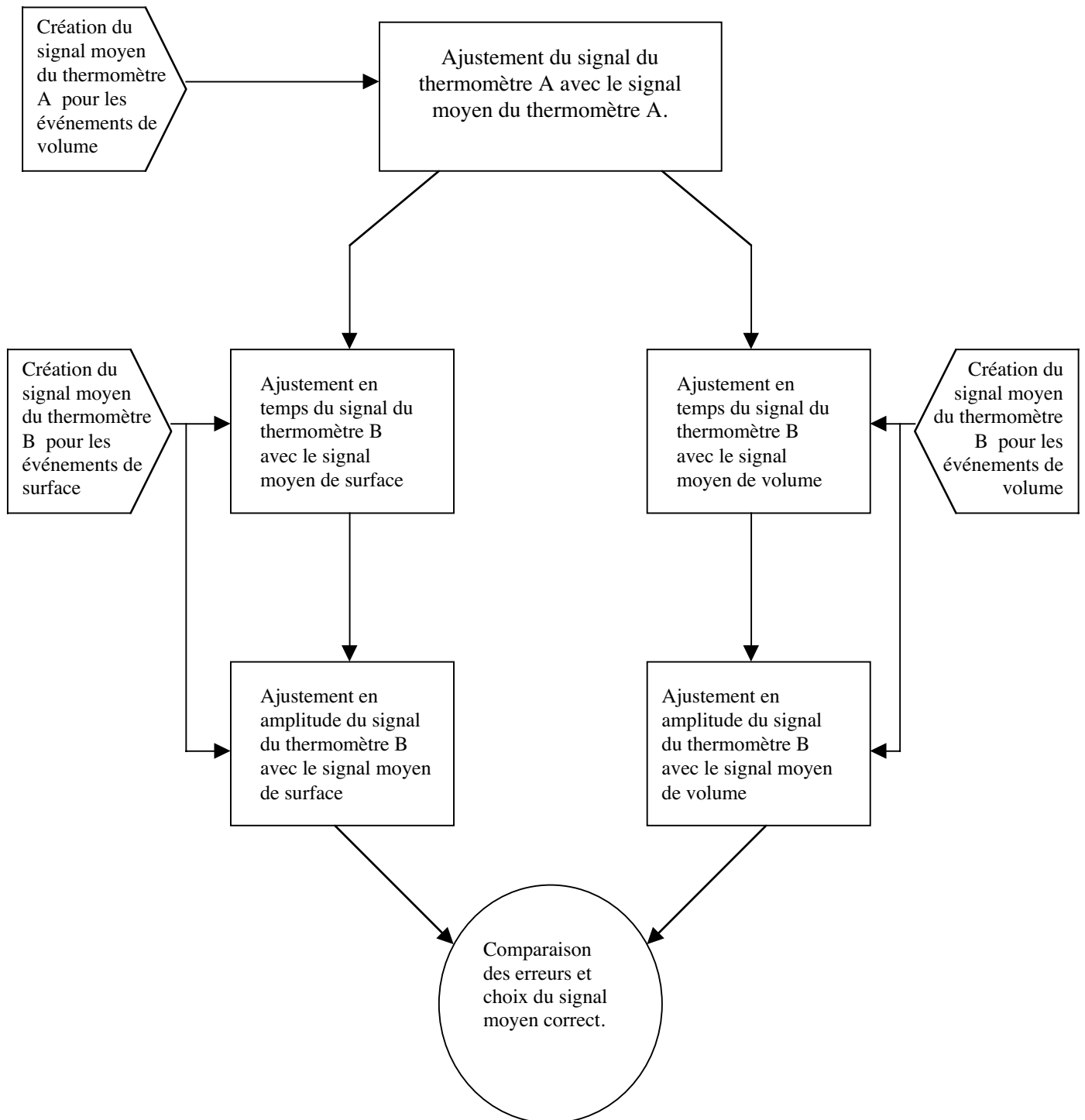


Figure IV.5.5) Organigramme du programme pour identifier les événements de surface et trouver la frontière entre les événements de surface et les événements de volume pour la population des γ de 60 keV. Le gabarit des événements de volume est fait avec des γ de 122 keV. Le gabarit des événements de surface est fait avec les électrons de l'expérience précédente.

Avec ce programme, on ajuste chaque événement avec chacun des deux gabarits. Ainsi on trouve la catégorie de l'événement (surface ou volume comme dans l'expérience avec les électrons). Comme expliqué précédemment ce programme calcule l'erreur (χ^2) correspondant à chaque ajustement et en comparant les deux erreurs il classe l'événement (surface ou volume). Une continuité entre les événements de surface et les événements de volume (pour les γ de 60 keV) fait que pour quelques événements les erreurs des deux ajustement sont du même ordre. Nous rejetons les événements « ambigus » pour lesquels les deux erreurs calculées sont plus importantes que deux fois le bruit ligne de base (χ^2 de ligne de base) et les événements pour lesquels les deux erreurs sont plus petites que le bruit ligne de base. Une fois l'analyse terminée, on enregistre l'amplitude du signal, le point de déclenchement et l'erreur correspondant à chaque ajustement ainsi que la catégorie de l'événement analysé.

Un résultat de cette analyse est donné sur la [figure IV.5.6](#).

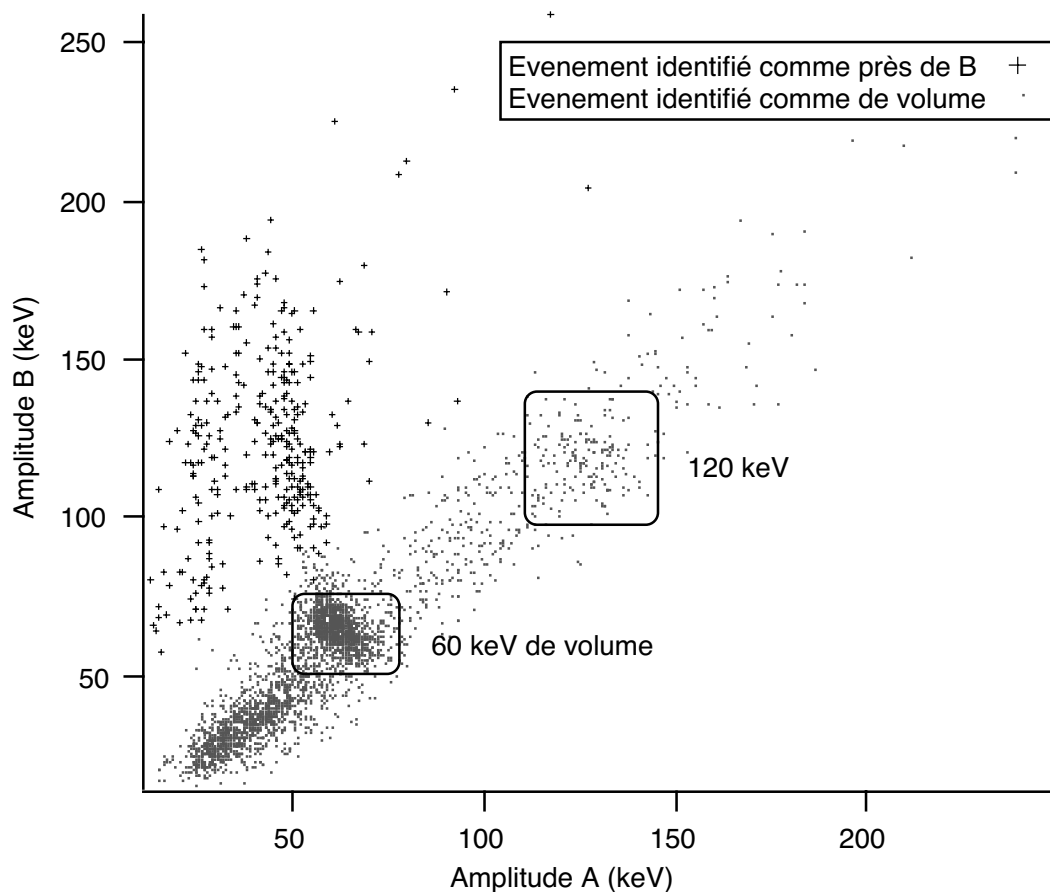


Figure IV.5.6) Les événements montrés sur la [figure IV.5.3](#) sont triés par un critère de maximum de vraisemblance (χ^2) en événements de surface ou de volume. On élimine ainsi des événements « ambigus » pour lesquels les deux erreurs d'ajustements ne sont pas très différentes. Ce rejet des événements « ambigus » introduit un gap entre les deux types d'événements. La corrélation entre l'amplitude des deux thermomètres est désormais plus évidente pour les 60 keV de volume ainsi que pour les 122 keV.

Sur cette figure, on voit les événements de la [figure IV.5.3](#) triés par cette méthode. Après avoir rejeté les événements « ambigus » (10% des événements), un gap entre les événements de volume et les événements de surface pour la population des γ 60 keV apparaît. Les événements

rejetés sont les événements intermédiaires entre les 60 keV de volume et les 60 keV très près de la surface du thermomètre B. Le point important, est le bon accord entre l'anomalie sur les amplitudes et l'anomalie sur la forme des signaux. Pour voir encore mieux cet accord j'ai montré une comparaison entre le critère du rapport des amplitudes de la partie transitoire des deux thermomètres et le critère de la forme sur la [figure IV.5.7](#).

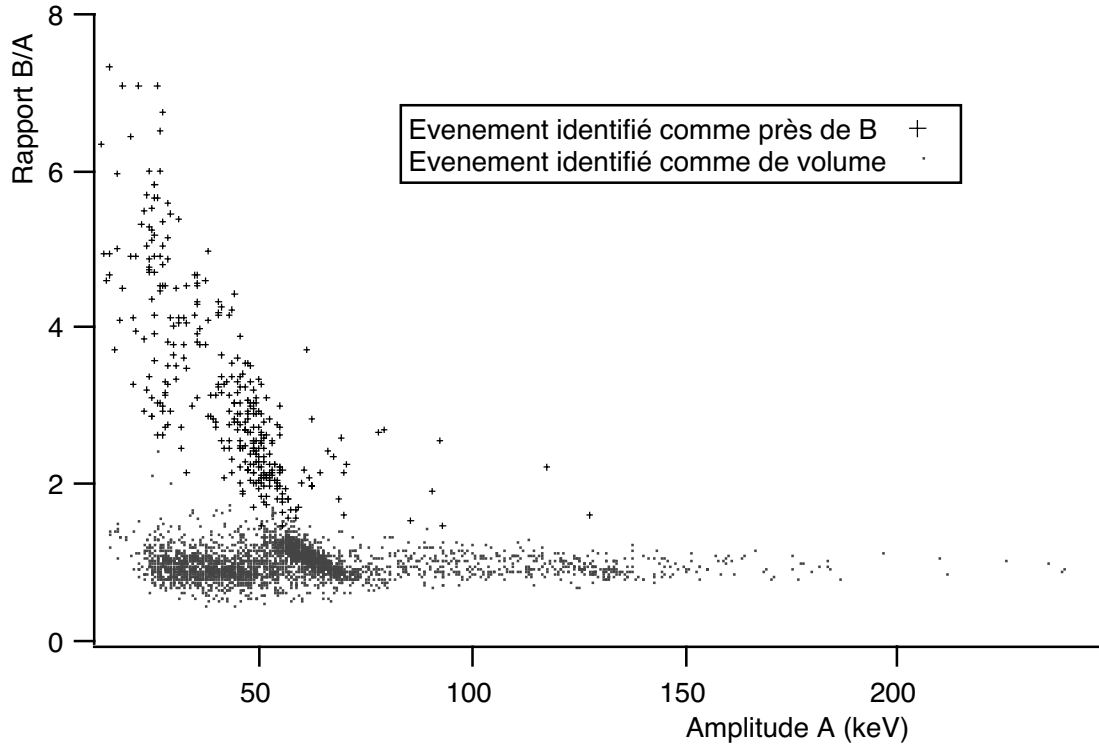


Figure IV.5.7) Le rapport entre l'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres (B/A) est donné sur l'axe Y pour des événements triés par le critère de forme. On voit bien l'accord entre l'anomalie du rapport et le critère de forme.

Le rapport entre le nombre des événements 60 keV « marqués » comme événements de surface et le nombre total des 60 keV est de l'ordre de 10 % ce qui selon le profil d'atténuation des γ de 60 keV dans le saphir correspond à une distance d'interaction de l'ordre de 1mm. Autrement dit les événements ayant lieu dans 1mm sous la surface du thermomètre B sont considérés comme des événements pathologiques. Cette distance est en accord avec le fait que, presque tous les γ de basse énergie (18 keV) sont « marqués » comme des événements pathologiques.

Les événements de volume au-dessous de 40 keV sont les comptons des 124 keV. En accord avec une simulation faite avec le programme GEANT.

Dans le chapitre suivant, nous développerons d'une façon plus détaillée la relation entre la distance du point d'impact et l'anomalie du signal transitoire.

*Corrélation entre l'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres :
Mesure de l'énergie d'impact par l'amplitude de la partie transitoire.*

Sur la [figure IV.5.6](#) on voit les deux populations des γ de 60 keV et 122 keV de volume. La forme de ces deux tâches n'est pas circulaire (ce qui serait le cas sans corrélation). Les points semblent être distribués autour d'une droite perpendiculaire à l'axe des événements de volume. Ainsi, les réponses des deux thermomètres sont corrélées.

Nous estimons que pour des événements marqués comme des événements de volume, la moyenne des amplitudes de la partie transitoire des deux thermomètres est une valeur constante.

Cette corrélation s'explique si on admet une dépendance de l'amplitude de la partie transitoire de chaque thermomètre avec la distance du point d'impact. Cet effet est en contradiction avec le modèle de « gaz des phonons ». Elle montre qu'une grande partie des phonons hors d'équilibre issus de l'impact sont relaxés par les thermomètres avant de former le gaz de phonons chauds. La grande surface de nos thermomètres comparée à d'autres expériences ([Pröbst 1995](#)) peut expliquer ce point.

Sur la [figure IV.5.8](#), est montré un histogramme de la valeur moyenne de l'amplitude des deux thermomètres, pour des événements marqués comme des événements de volume et je l'ai comparé avec un histogramme simple de l'amplitude du thermomètre A (thermomètre loin de la source 60 keV).

Cette comparaison montre une amélioration par un facteur 2 de la résolution (FWHM) du détecteur.

Évidemment, cette opération ne sera plus valable pour des événements ayant lieu très près de la surface. Nous pensons que pour des événements suffisamment loin des thermomètres, cette corrélation est sans doute liée à la différence des angles solides sous lesquels les surfaces des thermomètres sont vues du point d'impact. Cette explication suppose que le premier « paquet » de phonons balistiques a une contribution importante au signal.

La meilleure résolution ainsi obtenue dans cette expérience était de l'ordre de 4 keV (FWHM) pour les γ de 60 keV avec une ligne de base de 2.5 keV ([Figure IV.5.9](#)).

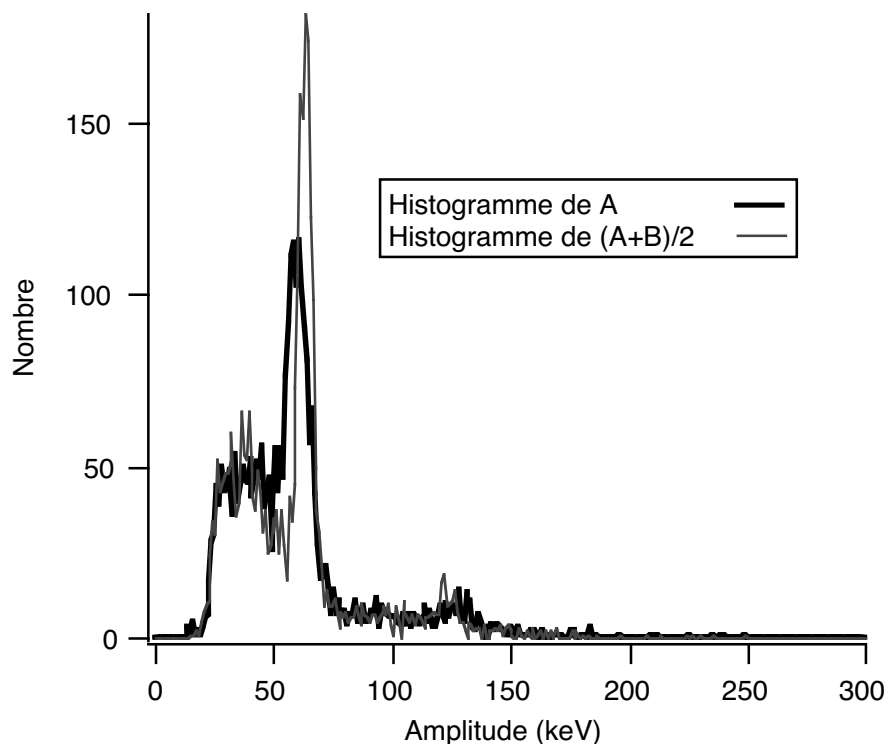


Figure IV.5.8) L'histogramme de la valeur moyenne de l'amplitude des deux thermomètres pour des événements de volume comparé avec l'histogramme de l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre A. On voit une nette amélioration au point de vue de la résolution (5 keV pour la raie des 60 keV au lieu de 10 keV). La ligne de base est de 3 keV, donc l'amélioration n'est pas due à la ligne de base.

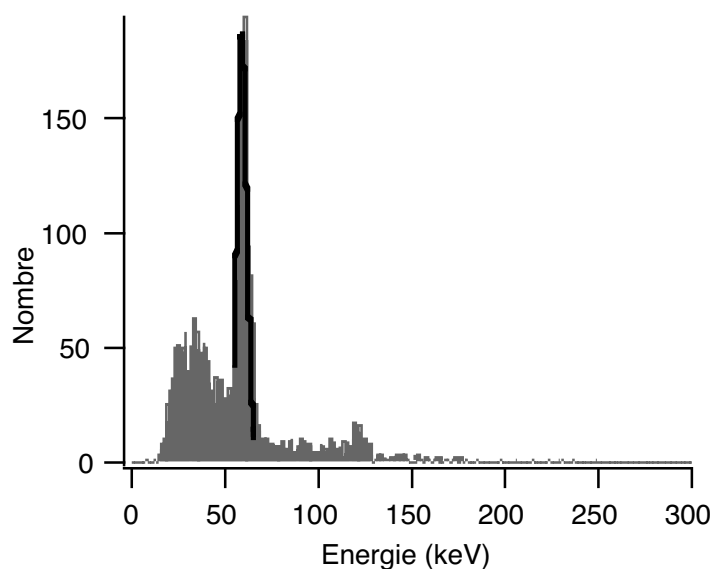


Figure IV.5.9) La meilleure résolution obtenue est de 4 keV pour la raie des γ de 60 keV (Après avoir sélectionné les événements de volume) avec un bruit ligne de base de l'ordre de 2.5 keV.

Références

J.Lesueur, Thèse de doctorat, Orsay, Non publié, 1985

G.A.Northrop J.P.Wolfe,PRL volume 52, Number 24 1984

P. Taborek D.L.Goodstein Physical Review B Vol 22, Numer 4 1980

A.G.Every, G.L.Koos.J.P.Wolfe Physical Review B Vol29 Number 4 1984

N.F.Mott « Metal insulator transitions » Taylor & Francis LTD, 1974

B.I. Shklovskii, A.L Efros, « Electronic properties of Doped Semiconductors », (ed : Springer Verlag, Berlin) 1984

S.Marnieros Thèse Université Paris XI 1998

S.Marnieros et al PRL 84, , pp 2469,2000

H.J Maris S.Tamura Physical review B Vol 47,N°2 1993

G.F.Knoll, « Radiation detection and measurement » secon edition Copyright Wiley & Sons John. 1989.

XCOM : « Photon Cross Section Data Base » programme fait par :National Institute of Standards and Technology & U.S departement of energy

Pröbst et al, Journal of Low temperature Physics (100) PP. 69,1995

Chapitre V

Résultats expérimentaux avec un bolomètre en germanium :

Bolomètre Ionisation/chaleur.

Introduction

Dans le chapitre précédent, j'ai montré le principe d'identification des événements de surface dans un bolomètre en saphir (mesure de chaleur uniquement). Néanmoins le but de ce travail est de développer une méthode pour identifier les événements de surface dans un bolomètre en germanium (Ionisation chaleur) afin de rejeter les événements pouvant donner lieu à une collecte incomplète de charges. Pour arriver à cet objectif nous avons fabriqué un bolomètre en germanium avec exactement la même géométrie que le bolomètre en saphir étudié précédemment.

Dans la première partie de ce chapitre, je décrirai les études de la voie chaleur qui montrent que l'effet d'anomalie pour des événements très près de la surface des thermomètres existent aussi pour un bolomètre en germanium. J'expliquerai comment, pour des événements assez loin de la surface des thermomètres, la partie transitoire des signaux de la voie chaleur permet une bonne mesure de l'énergie de l'impact.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, je décrirai une électronique qui permet de mesurer la charge créée par l'impact en utilisant les films thermométriques comme électrodes de collecte. À la fin de ce chapitre, je montrerai les mesures ionisation-chaleur effectuées sur ce bolomètre, révélant que probablement, tous les événements à collecte incomplète de charge sont identifiés comme des événements pathologiques par la voie chaleur et que cette méthode n'est pas limitée vers les basses énergies.

Fabrication

Pour déposer les thermomètres en couche mince Nb/Si sur un bolomètre en germanium, on suit la même procédure que pour un bolomètre en saphir. Il y a cependant une étape supplémentaire due au fait que les thermomètres serviront simultanément d'électrodes de collecte de charge.

Pour avoir une bonne liaison électrique entre le cristal et le thermomètre nous pratiquons un bombardement ionique de la surface du cristal juste avant de faire l'évaporation afin de nettoyer l'oxyde de germanium qui pourrait introduire des problèmes de collecte. On utilise des ions argon accélérés sous une tension de 100 Volts. On enlève ainsi quelques 10 Å de la surface.

Après avoir fait ce bombardement, nous procédons in situ à l'évaporation des pré-contacts et des électrodes en forme de peigne (voir Chapitre IV).

V.1) Mise en évidence de l'effet « surchauffe » pour des événements de surface dans un bolomètre en germanium équipé de deux thermomètres de type peigne (tension de collecte de charge à 0 Volt).

A) Expérience avec une source de particules α .

Dispositif

Pour démontrer l'effet de surchauffe dans un bolomètre en germanium nous avons fait une expérience avec une source de particules α (^{241}Am) située directement en face de l'un des thermomètres. Nous avons polarisé le cristal à 0 Volt (pas de polarisation pour la collecte de charge) pour étudier uniquement les effets calorifiques et éviter les effets dus à la collecte de charge.

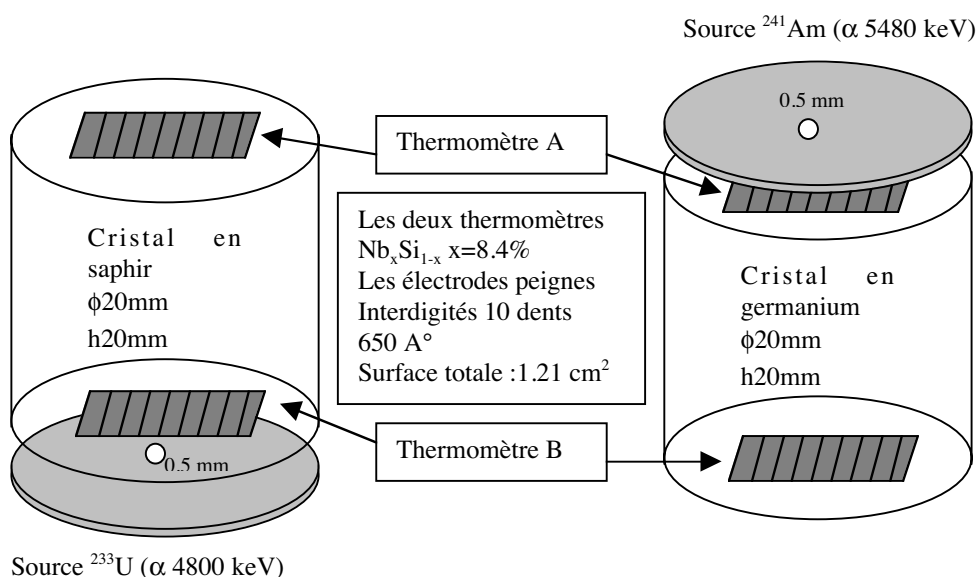


Figure V.1.1) Pour la mise en évidence de l'effet "surchauffe" dans des bolomètres en germanium on a étudié deux bolomètres (l'un en saphir et l'autre en germanium) avec exactement la même géométrie et le même type de thermomètres. Pour le bolomètre en germanium nous avons utilisé une source de ^{241}Am située directement en face de l'un des thermomètres et étudié la réponse des deux thermomètres.

Le dispositif ainsi que la position des sources dans cette expérience sont montrés sur la [figure V.1.1.](#)

Dans cette expérience, on a utilisé deux électroniques différentes pour étudier les différents aspects des impulsions: une électronique DC avec le premier étage refroidi (FET froid), ayant une bande passante de 100 kHz (2 μ Sec temps de montée) a été utilisée pour analyser la partie transitoire des signaux chaleur et une électronique à détection synchrone pour étudier le comportement aux temps longs des bolomètres (avec une excitation à 4kHz). La liaison entre les thermomètres et les FETs est faite avec un câble de basse capacité (30 pF/m). La distance entre les thermomètres et les FETs étant de l'ordre de 50 cm, on peut étudier les signaux rapides avec une résolution en temps de l'ordre de 10 μ Sec (1-99 %) pour un thermomètre dont l'impédance est 500 k Ω .

Analyse de l'amplitude de la partie transitoire des signaux

Sur la [figure V.1.2](#), j'ai montré un diagramme qui donne l'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres pour chaque événement. Comme dans les expériences décrites au chapitre précédent on peut facilement distinguer les deux population d'événements.

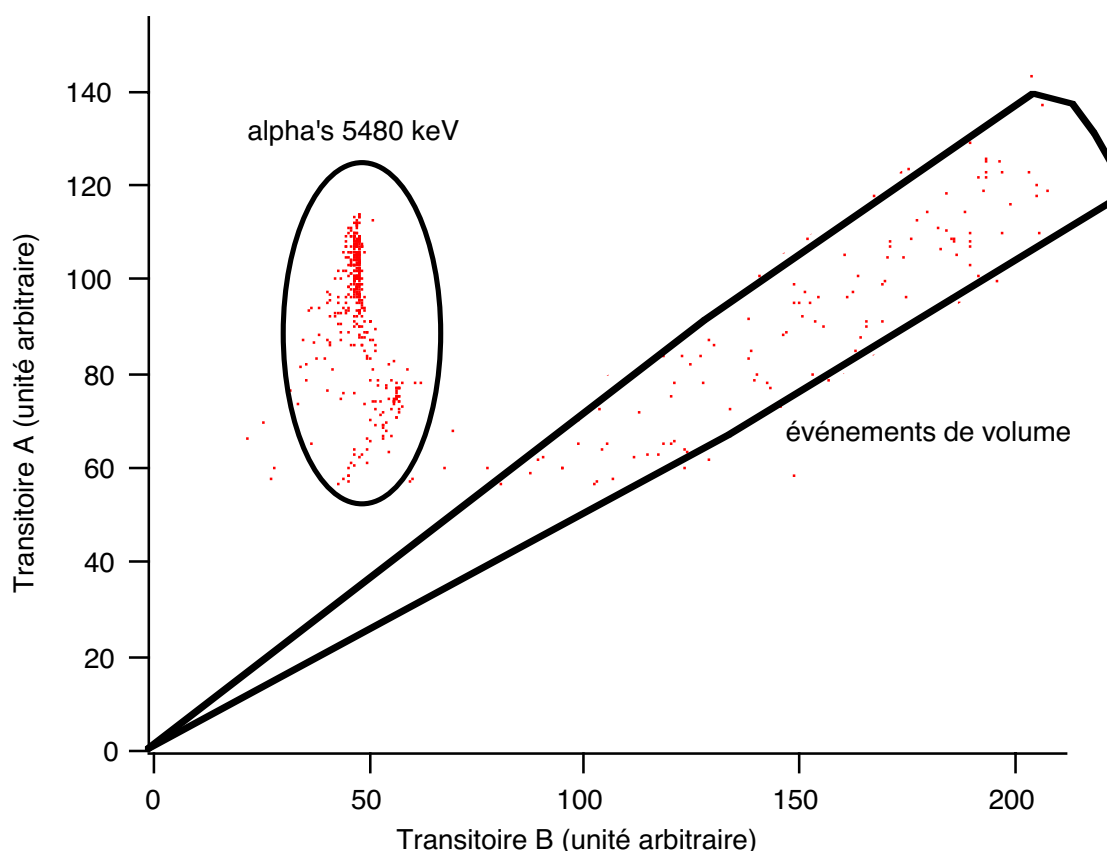


Figure V.1.2) Les points sont des événements. L'amplitude de la partie transitoire de chaque thermomètre est donnée sur les axes correspondant. Comme l'expérience avec un bolomètre en saphir nous pouvons distinguer les alpha des événements de volume. En mettant une source de ^{60}Co nous confirmons cette distinction.

On observe cependant une dispersion plus importante pour les événements de volume dans cette expérience et aussi l'apparition de deux populations distinctes parmi les événements α . Sur la [figure V.1.3](#) j'ai montré un autre digramme équivalent au [diagramme V.1.2](#) mais avec un agrandissement de la région correspondant à la population des événements α .

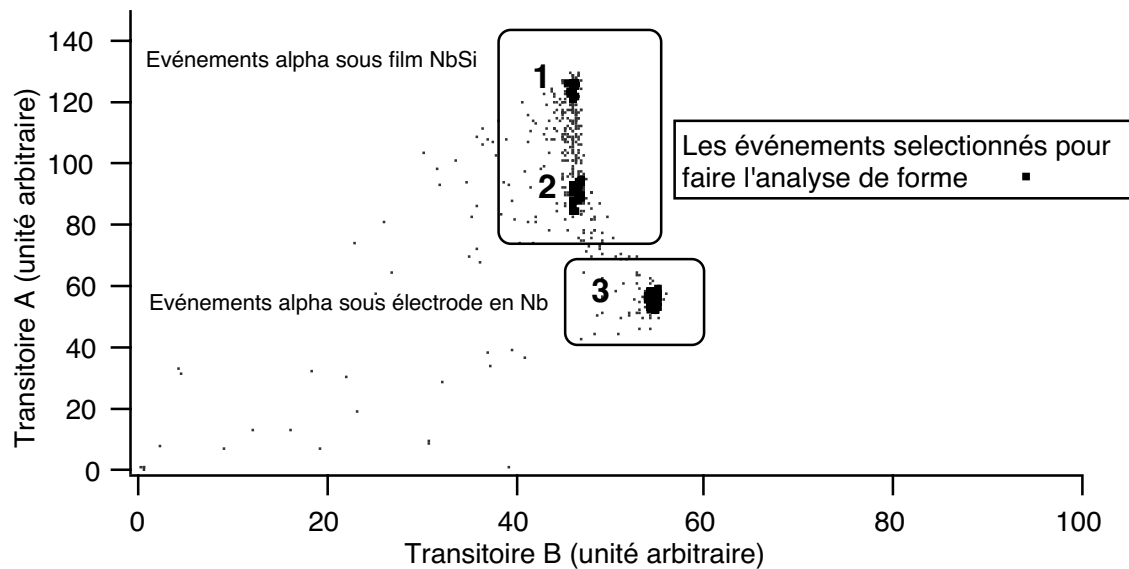


Figure V.1.3) Les événements α sont séparés en deux populations : les événements sous le film NbSi (90%) et les événements ayant lieu sous l'électrode en Nb (10 %). Sur la même figure, on voit les groupes d'événements (1,2,3) sélectionnés pour analyser le comportement temporel.

Cette séparation est manifestement due aux effets transitoires car si on regarde la partie aux temps longs des signaux chaleur (qui dépend uniquement de l'énergie déposée par l'impact) nous trouvons le diagramme montré sur la [figure V.1.4](#).

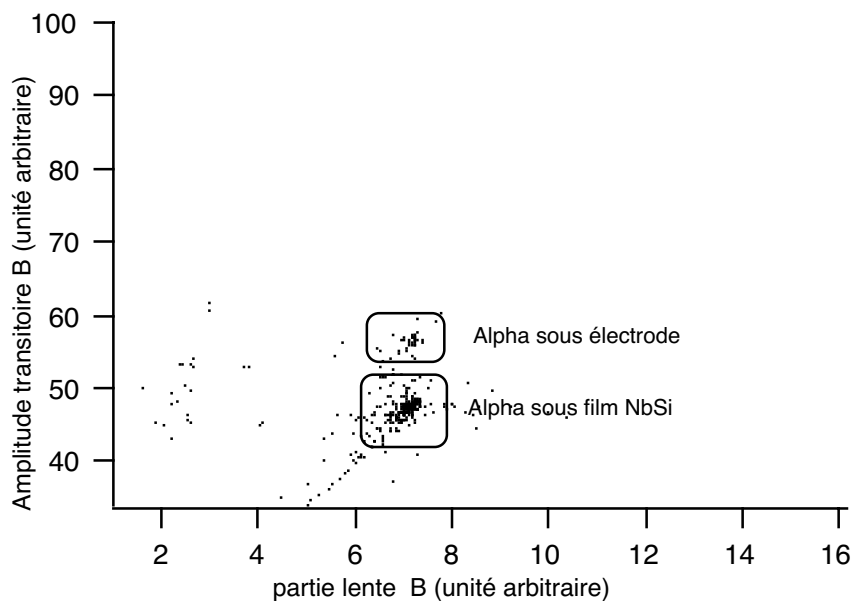


Figure V.1.4) les deux taches apparues pour des événements alpha dans la [figure V.1.3](#) donnent les mêmes énergies mesurées par l'amplitude de la partie lente (thermique). Ce diagramme montre que cette séparation en deux populations est uniquement liée aux effets transitoires.

La figure V.1.5 montre une comparaison entre les signaux thermiques (intégrale de la partie aux temps longs) des deux thermomètres. Ces signaux sont identiques sur les deux voies et donc indépendants du point d'impact.

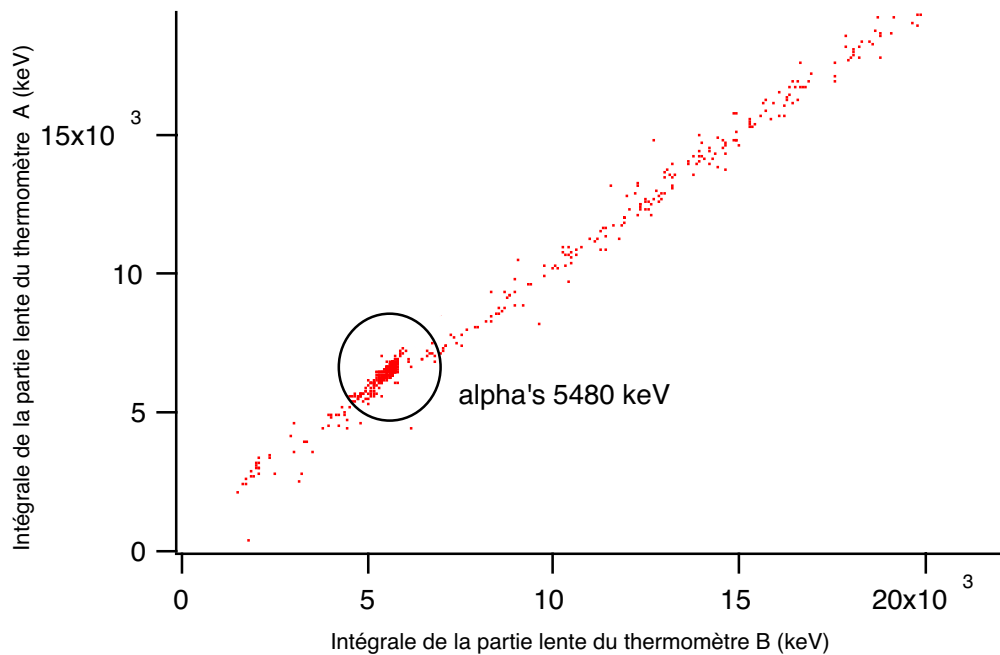


Figure V.1.5) Sur ce diagramme l'intégrale de la partie aux temps longs des signaux des deux thermomètres est donnée pour chaque événement. On voit que tous les événements, y compris les événements α forment une droite passant par l'origine.

La comparaison entre le nombre des événements contenus dans chaque population est un bon indice pour trouver l'origine de cette séparation. La figure V.1.6 montre que ce rapport est de l'ordre de 9. Ce rapport correspond au rapport entre la surface des électrodes en niobium et la surface du film Nb/Si (voir description des films chapitre IV).

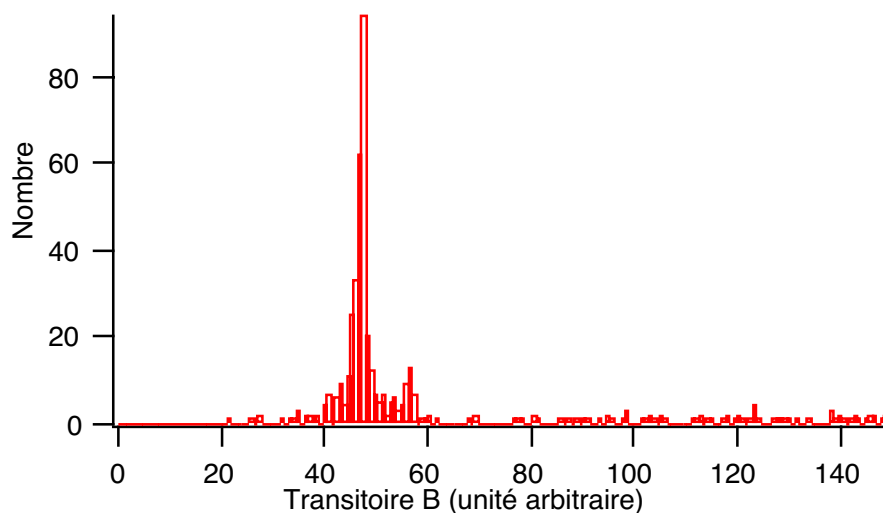


Figure V.1.6) Histogramme de l'amplitude de la partie transitoire des signaux chaleur mesurée par le thermomètre B (thermomètre loin du point d'impact). On voit les deux pics correspondant aux événements alpha. En comparant le nombre des événements sous chaque pic on trouve un rapport de l'ordre de 9 qui correspond au rapport entre la surface des électrodes en niobium et la surface du film en Nb/Si.

On peut donc supposer que l'origine de ces deux populations est liée au caractère composite de l'électrode qui reçoit les particules α . Les α étant absorbés dans quelques 10 μm de la surface du thermomètre (Knoll 1989), il est raisonnable de dire que le point d'impact est soit sous les électrodes (Nb) soit sous le film (Nb/Si). Une différence d'absorption des phonons hors d'équilibre entre les deux matériaux peut expliquer l'apparition de deux populations bien distinctes. Je reviendrai sur ce point après avoir expliqué l'analyse en temps de la partie transitoire.

Une question se pose alors : « pourquoi l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre A (près du point d'impact) est-elle si dispersée (jusqu'à 40 %) alors que celle du thermomètre B (thermomètre loin) est stable à mieux de 1% (pour chacune des deux populations). La réponse à cette question résulte de l'analyse de la partie transitoire que nous allons expliquer dans le paragraphe suivant.

Analyse de la forme de la partie transitoire des signaux chaleur

Pour voir la différence de forme des signaux, nous avons choisi quatre zones sur la **figure V.1.3**

- 1) les événements considérés être sous le film avec l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre A très grande.
- 2) Les événements considérés être sous le film avec l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre A plus petite.
- 3) Les événements considérés être sous les électrodes
- 4) Les événements considérés être dans le volume du cristal.

Ces groupes d'événements sont signalés sur la **figure V.1.3**. (sauf les événements de volume 4 qui ne sont pas montrés sur cette figure).

La réponse en temps de la partie transitoire du thermomètre A (signaux obtenus avec une électronique DC) pour chacun de ces groupes d'événements est tracée sur la **figure V.1.7**.

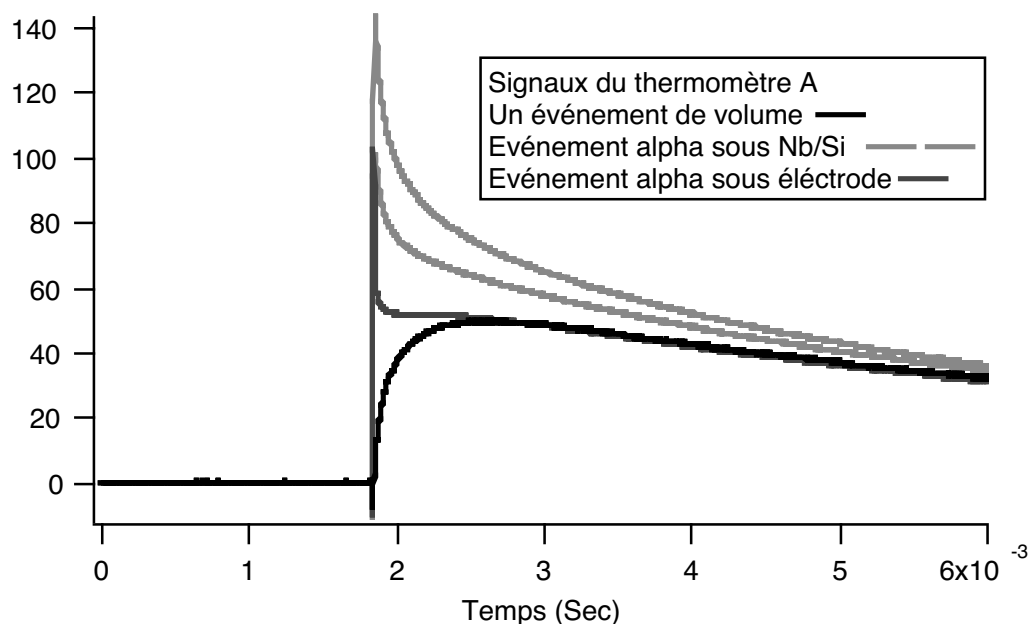


Figure V.1.7) Partie transitoire des signaux chaleur correspondant à des groupes d'événements définis sur la **figure V.1.3**. La température du cristal est 30 mK et la polarisation : 10 nA.

Sur la [figure V.1.8](#), nous donnons l'ensemble de la réponse du thermomètre A (partie transitoire + partie lente) pour les mêmes groupes de signaux (signaux obtenus avec une électronique synchrone). On peut ainsi comparer la partie transitoire et la partie lente des signaux présentés précédemment.

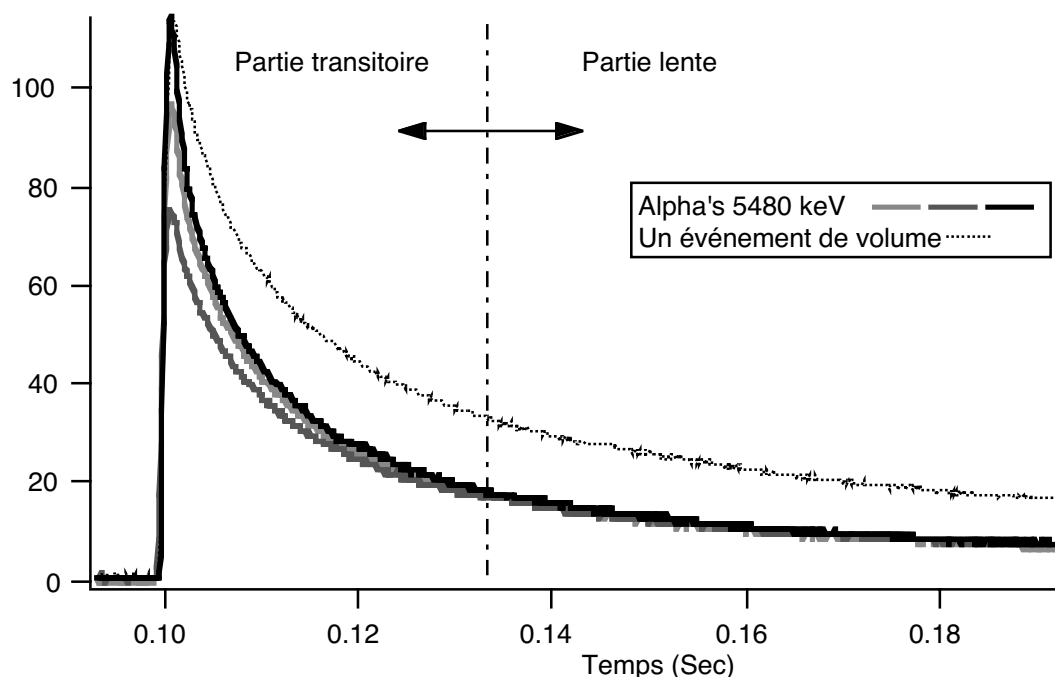


Figure V.1.8) Comparaison entre la partie transitoire et la partie lente des signaux sélectionnés sur la [figure V.1.3](#).

L'analyse détaillée des signaux de la [figure V.1.7](#) montre que durant la partie transitoire, la descente des signaux est décrite par deux constantes de temps. Cette particularité peut s'expliquer ainsi : pour le thermomètre près du point d'impact, il y a une forte concentration locale de phonons très énergétiques. Nous avons vu (voir chapitre III) qu'il est vraisemblable qu'il en résulte une absorption très efficace par le Nb/Si dont la température peut localement atteindre le degré Kelvin. Les électrons à ces températures relaxent très rapidement en créant à leur tour des phonons hors d'équilibre réémis dans l'absorbeur. On s'attend alors à une forte dépendance du phénomène de surchauffe avec la distance de l'impact qui explique la dispersion des signaux transitoires sur A. En revanche, l'hypothèse d'une réémission très rapide (par le thermomètre A) de l'énergie mise en jeu sous forme de phonons toujours hors d'équilibre explique la stabilité du signal athermique sur B.

Cette analyse est corroborée par l'étude des signaux transitoires du thermomètre B loin des impacts. Ils sont montrés sur la [figure V.1.9](#). Le point important est l'observation d'un temps de montée plus long pour des événements de surface que pour des événements de volume. Si au lieu de prendre l'amplitude (le maximum) de la partie transitoire du thermomètre A on considère la valeur du signal A au moment où le signal B passe à son maximum, la dispersion sur A se réduit à moins de 10%.

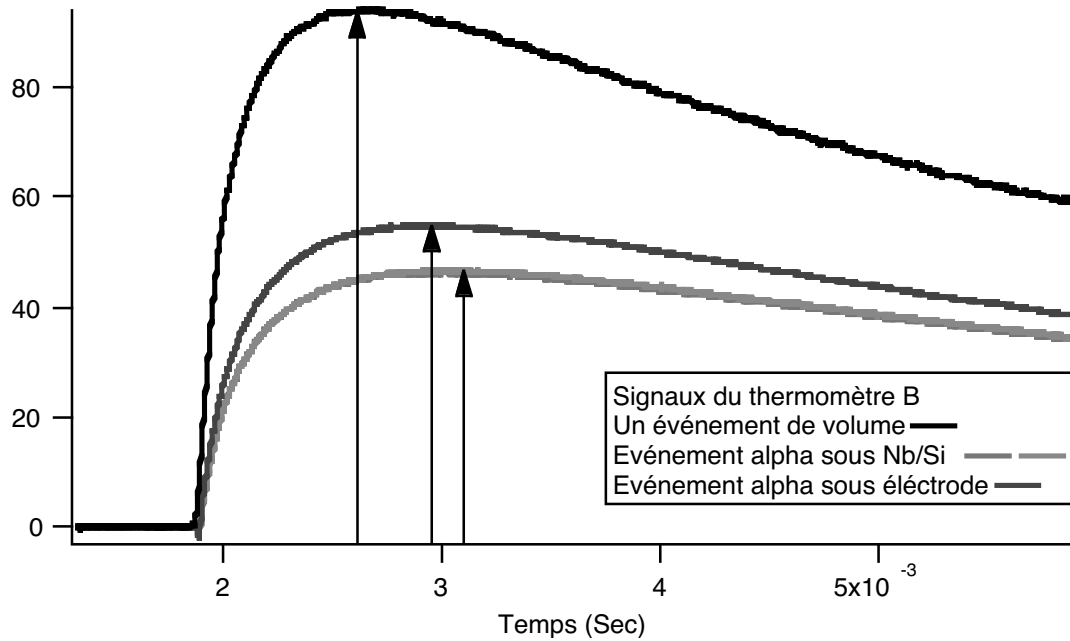


Figure V.1.9) Partie transitoire des signaux du thermomètre B. On voit bien que le temps de montée des signaux pour des événements de volume est plus court que le temps de montée pour des événements très près de l'autre film. Ce dernier est plus long en général que celui observé pour des bolomètres avec un seul film.

Cette dispersion de 10% compte tenu des valeurs de ε (rapport entre les phonons hors d'équilibre relaxés dans la couche thermométrique et l'énergie totale) très faibles mesurées pour cette géométrie de détecteur (15% pour chaque thermomètre pour les événements loin des thermomètres) est compatible avec la faible dispersion observée sur B. Nous pouvons répondre à la question soulevée précédemment concernant l'apparition de deux populations parmi les événements α de la [figure V.1.2 et V.1.3](#). Elles sont liées vraisemblablement à des mécanismes très différents d'absorption et de réémission de phonons en fonction de la présence ou non de Nb supraconducteur. Cette étude mériterait d'autres développements.

Nous avons observé les mêmes effets dans le bolomètre en saphir mais beaucoup plus atténués. Par exemple la différence entre l'amplitude de la partie transitoire des signaux (sur le thermomètre éloigné des impacts) des deux populations était de 3% tandis que dans le bolomètre en germanium comme on le voit sur la [figure V.1.6](#) cette différence est de l'ordre de 20%. On s'attend à ce que cet effet (séparation de la population des événements alpha en deux sous populations) dépende de l'adaptation acoustique entre les cristaux (Ge ou saphir) et les matériaux (Nb ou Nb/Si).

B) Analyse des événements de volume (les γ du ^{60}Co)

Dans la même expérience, nous avons rapproché une source de ^{60}Co (γ de 1330 keV et 1180 keV). À cette énergie, le point d'impact est réparti d'une manière pratiquement homogène sur la totalité du volume du détecteur (60% des γ 1332 keV traversent 2 cm de germanium). Utilisant une électronique à détection synchrone nous pouvons étudier la partie lente (énergie) et la partie transitoire des signaux simultanément. La forme typique des signaux étudiés avec cette électronique est donnée sur la [figure V.1.10](#). On observe donc une dépendance de l'amplitude transitoire lue sur un seul thermomètre de l'ordre de 15% pour des événements de volume de même énergie.

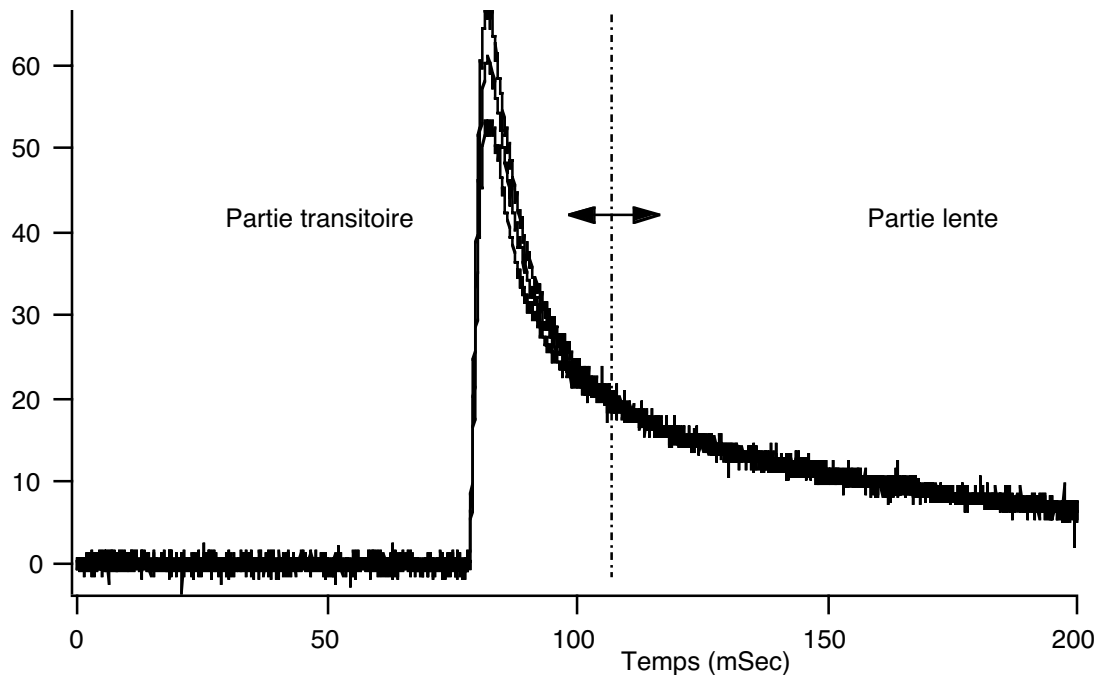


Figure V.1.10) Trois signaux (événements de volume) donnés par le thermomètre B ayant la même partie lente (donc la même énergie) montrant une dispersion des amplitudes transitoires de l'ordre de 15%.

La séparation entre la partie transitoire et la partie lente est faite par un ajustement à trois exponentielles en mettant la coupure à $t = 3\tau_{e-ph}$ après le début du signal.

L'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres est donnée sur le diagramme de la [figure V.1.11](#).

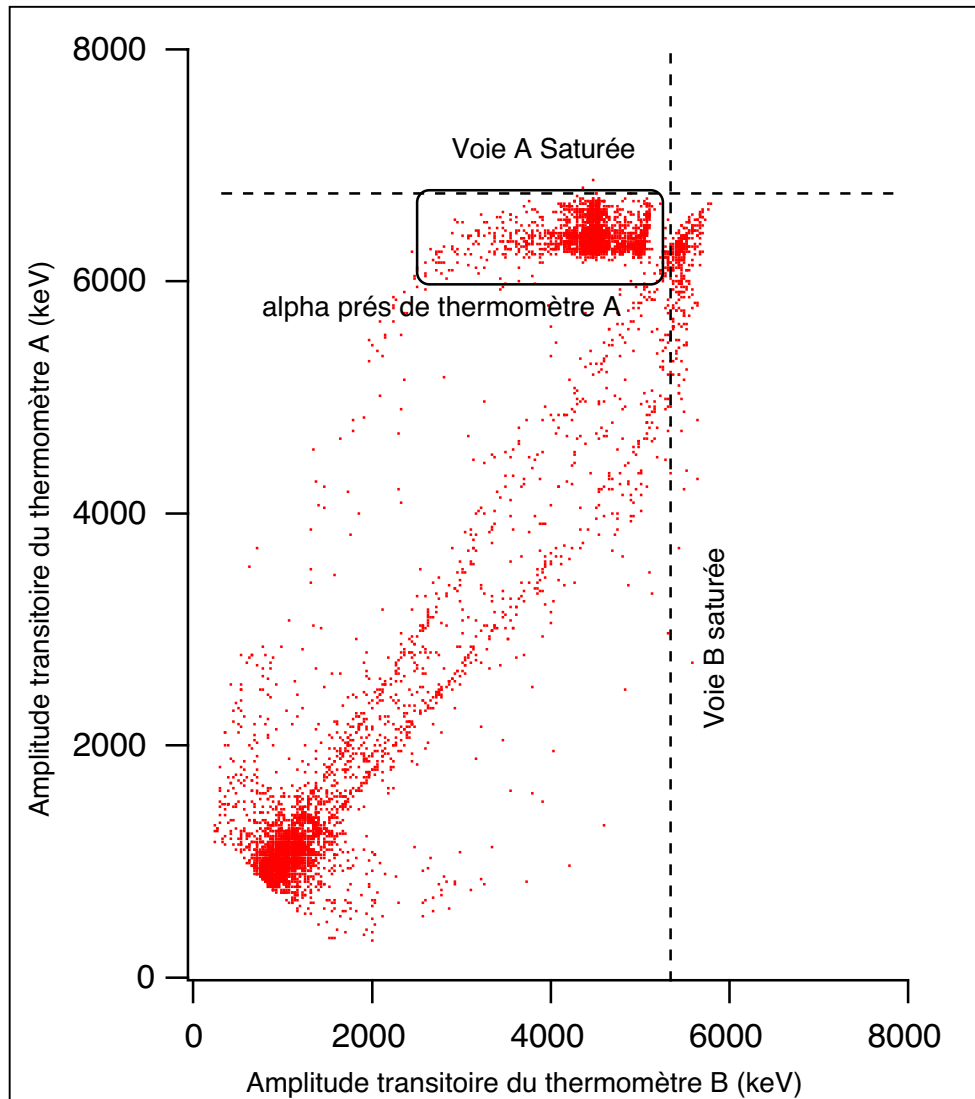


Figure V.1.11) La population des événements alpha est bien séparée de la population des événements de volume, en dépit des effets de saturation qui faussent la mesure de l'amplitude correspondante. On voit une forte concentration due aux événements γ . Les points de la population des événements α qui « traînent » vers les basses énergies sont dus aux α diffusés par les parois du collimateur.

Comme on le voit les événements dus aux γ de haute énergie se rangent parmi les événements de volume. Pour étudier uniquement les événements de volume on applique la méthode de tri expliquée dans le chapitre précédent basée sur la forme des signaux des deux thermomètres. Ici on prend pour forme typique des événements de volume, les signaux dus aux γ de haute énergie. Après rejet des événements signés « très près de la surface » nous trouvons le diagramme présenté sur la [figure V.1.12](#).

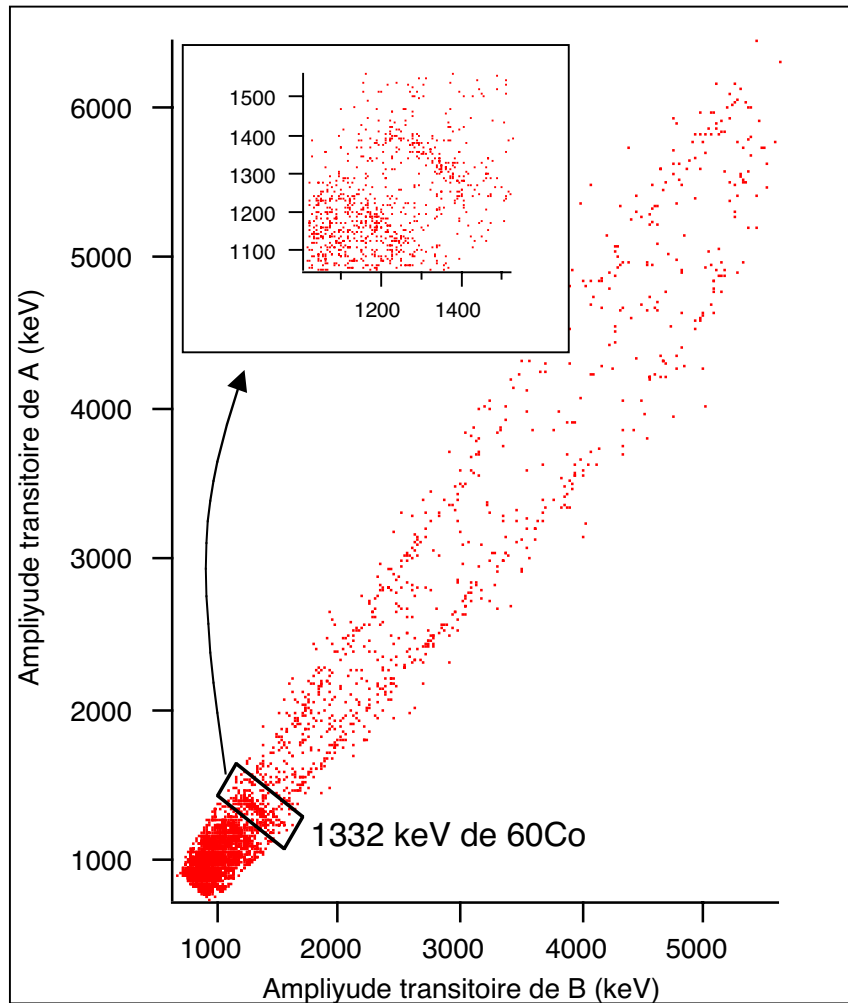


Figure V.1.12) Événements de volume trouvés à partir de la [figure V.1.11](#) après avoir rejeté les événements de surface avec le critère de maximum de vraisemblance (voir chapitre IV). On trouve une population distribuée autour d'une droite perpendiculaire à celle représentant la population des événements de volume. Cette population est celle des γ de 1332 keV de ^{60}Co . Nous observons donc une corrélation évidente entre les amplitudes de la partie transitoire des deux thermomètres.

Sur cette figure, nous observons une population d'événements distribués autour d'une diagonale qui croise l'axe de la population des événements de volume. Cette population correspond aux événements ayant la même énergie d'après le diagramme montré sur la [figure V.1.13](#) où j'ai comparé la partie transitoire et la partie lente de chaque signal donné par le thermomètre B.

Cette population est attribuée aux γ 1332 keV. On observe donc une forte corrélation entre les amplitudes de la partie transitoire des deux thermomètres.

Comme je l'expliquerai dans la section suivante cette corrélation est due à un partage dépendant du point d'impact de l'énergie des phonons entre les deux thermomètres (le thermomètre plus proche donne un signal transitoire plus grand).

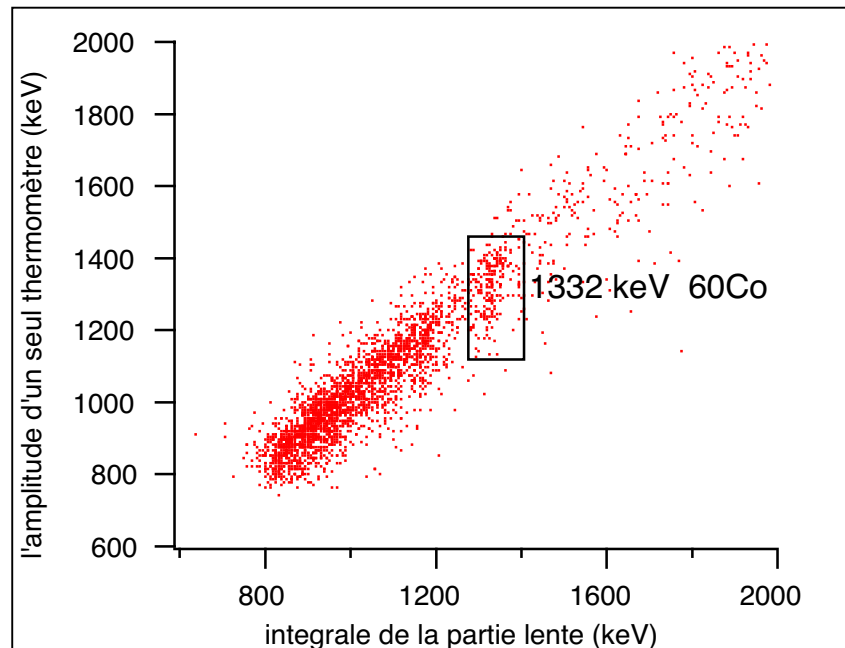


Figure V.1.13) Les points dans la zone rectangulaire de la *figure V.1.12* donnent une partie lente constante donc ils ont tous la même énergie et peuvent être attribués aux γ 1332 keV du ^{60}Co .

Nous trouvons qu'une simple moyenne entre l'amplitude des deux signaux pour des événements de même énergie (γ du ^{60}Co) donne une valeur constante avec un écart type minimum (30 keV à 1332 keV). Nous avons fait le même calcul pour l'ensemble des événements de la *figure V.1.13* et nous obtenons la *figure V.1.14*. Nous voyons que la corrélation trouvée au moyen des γ est valable pour l'ensemble des événements de volume : la dispersion autour de la droite moyenne est réduite d'un facteur supérieur à 2 à toutes les énergies.

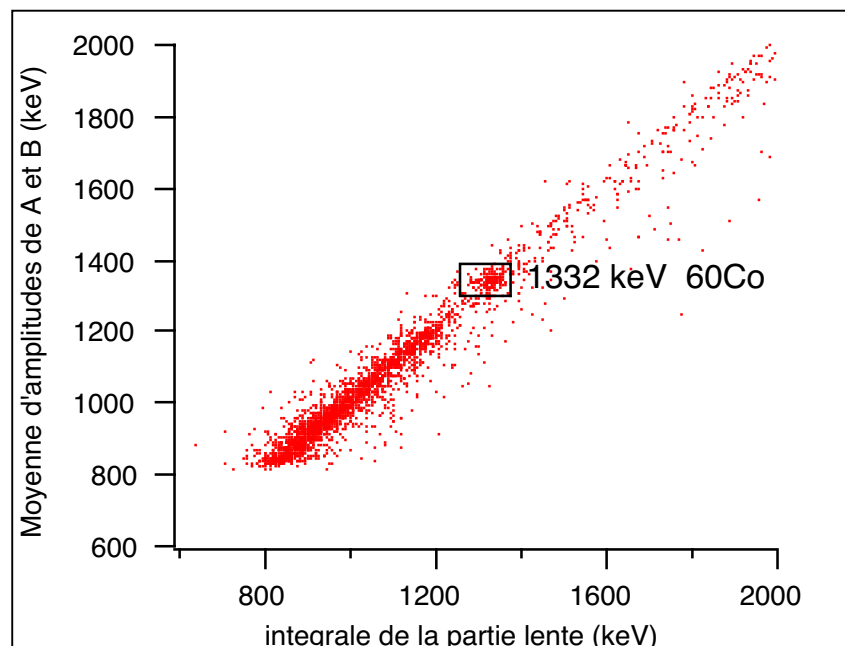


Figure V.1.14) La dispersion de la moyenne de l'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres est équivalente de celle de la partie lente.

Finalement, sur la [figure V.1.15](#) j'ai comparé les histogrammes de l'énergie des événements obtenue avec la méthode directe (l'intégrale de la partie lente) ou indirecte (moyenne de l'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres). On voit que dans cette expérience les signaux athermiques convenablement analysés conduisent à une détermination de l'énergie aussi bonne que l'analyse du signal thermique (résolution FWHM de 40keV soit 3% pour un bruit ligne de base de 30 keV).

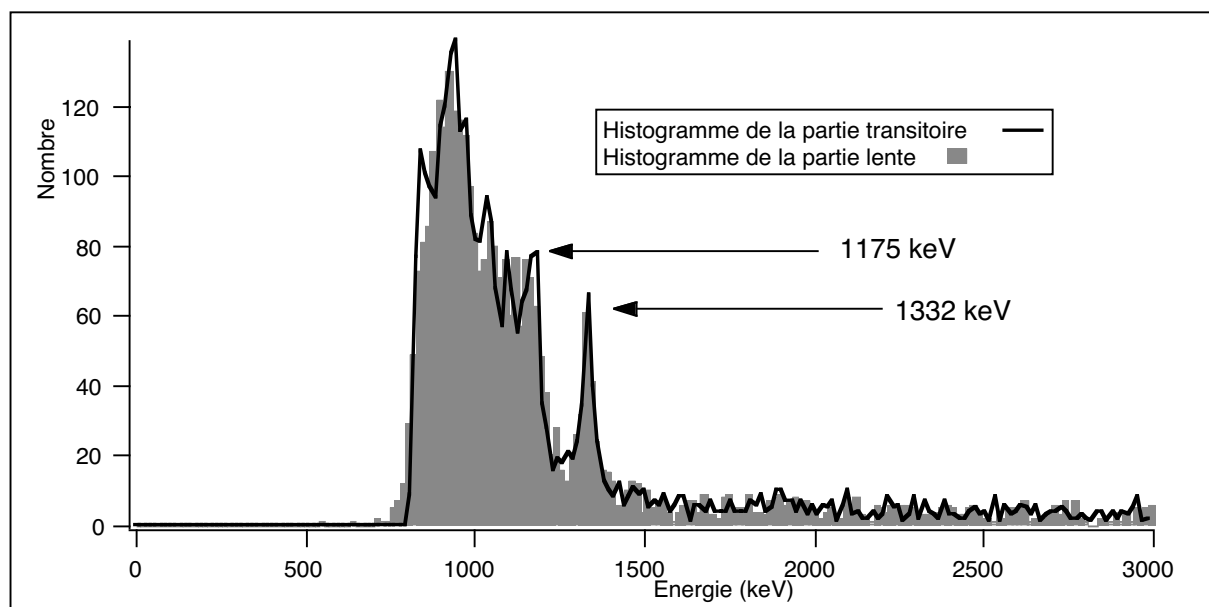


Figure V.1.15) Comparaison entre l'histogramme de l'énergie obtenue par l'intégrale de la partie lente et par la moyenne des signaux transitoires des deux thermomètres. La résolution est de 40 keV pour la raie de 1332 keV avec les deux méthodes, pour une acquisition avec un bruit de ligne de base de 30 keV.

La mauvaise ligne de base est due aux γ de basse énergie (60 keV) provenant de la source ^{241}Am (voir [figure V.1.1](#)) et de l'empilement. Un histogramme de ligne de base est montré sur la [figure V.1.16](#).

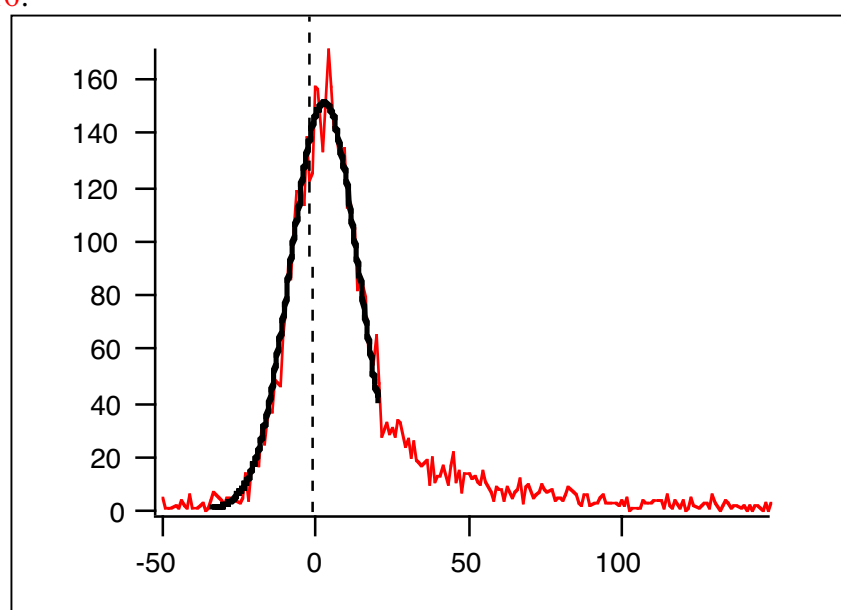


Figure V.1.16) Ligne de base de la [figure V.1.15](#).

Remarque :

Le diagramme de la *figure V.1.12*) montre que la distribution des événements de volume autour de la première bissectrice des axes n'est pas homogène. On observe plutôt une accumulation des événements sur deux axes.

Une interprétation peut être la suivante :

- Ces événements sont essentiellement dus aux muons cosmiques qui déposent une énergie proportionnellement au volume du cristal traversé ($>5\text{MeV/cm}$ dans le Ge).
- La gamme d'énergie montrée sur le diagramme ne peut correspondre qu'à des muons ayant traversé une partie du cristal. Ce sont donc des muons qui sont passés soit près d'un film soit près de l'autre. Les muons qui traversent le cristal de manière équivalente pour les deux thermomètres déposent une énergie hors de celle montrée sur la *figure V.1.12*. Cette affirmation tient compte du fait que l'axe du cristal est vertical et que la distribution des muons est fortement anisotrope.
- Comme nous l'avons vu, même pour des événements loin des thermomètres, la réponse de chacun d'eux dépend de la distance de production des phonons.

On a donc un artefact qui fait que la gamme d'énergie du diagramme sélectionne les muons qui vont donner un signal plus important soit sur A soit sur B au détriment de ceux qui donneraient un signal équivalent sur les deux thermomètres.

V.2) Les γ de basse énergie : relation entre le point d'impact et l'anomalie de la voie chaleur

Jusqu'ici j'ai analysé la réponse des deux thermomètres pour des événements soit purement de surface (les α), soit purement de volume (les γ de haute énergie).

Pour voir le passage entre les événements pathologiques (très près de la surface) et les événements normaux (de volume), autrement dit pour trouver la relation entre l'anomalie de la partie transitoire des signaux des deux thermomètres et la profondeur du point d'impact, nous avons fait une expérience avec une source de γ de basse énergie (60 keV) et nous avons comparé le profil d'absorption avec les réponses des deux thermomètres.

L'expérience utilise une source ^{241}Am munie d'un collimateur fabriqué pour laisser passer les γ de basse énergie. Les γ de 60 keV de cette source ont une longueur d'absorption de 930 μm dans le Ge. D'après les résultats obtenus avec le bolomètre en saphir (IV.5) cette longueur d'absorption nous permet d'accéder à tous les types d'événements, de la surface au volume.

Cette étude a été faite avec une électronique à détection synchrone, conçue pour détecter la charge simultanément. Nous décrirons cette électronique de mesure en détail dans la section suivante. Pour les mesures que nous allons présenter maintenant, il suffit de donner quelques paramètres, nécessaires pour comprendre ces résultats.

Le gain équivalent de l'amplificateur est de 4000 avec une bande passante de 1 kHz. La fréquence de la porteuse pour la mesure par détection synchrone de la résistance des thermomètres (signaux rectangulaires) est de 100 Hz et la fréquence d'échantillonnage est de 6 KHz.

Pour pouvoir étudier la partie transitoire des signaux chaleur avec cette électronique qui n'est pas très rapide, nous étions obligés de travailler à des températures où le temps de relaxation électron phonon est assez long devant le temps de montée limité par l'électronique. À 23 mK, selon les courbes universelles de temps de relaxation électron-phonon ([thèse de Stefanos Marnieros 1998](#)), ce temps est de l'ordre de 20 ms, suffisamment long devant le temps de montée de l'électronique de 300 μs (10 % à 90 %).

La géométrie du bolomètre ainsi que la position de la source ^{241}Am sont données sur la [figure V.3.1](#).

Sur la [figure V.2.1](#) est montré le premier résultat de cette expérience. Nous observons la population des événements de volume avec deux autres populations qui s'écartent de cette population normale pour aller vers des signaux pathologiques.

Les formes typiques des signaux étudiées dans cette expérience sont données sur la [figure V.2.2](#) (j'ai montré sur cette figure une moyenne des signaux du film A pour différentes populations d'événements de la [figure V.2.1](#)).

Comparant le diagramme de la [figure V.2.1](#) avec le diagramme donné sur la [figure IV.5.3](#) nous trouvons que le nombre des événements pathologiques dans un bolomètre en germanium est nettement plus grand que dans un bolomètre en saphir. Ce point est en accord avec le fait

que la longueur d'atténuation pour des γ de 60 keV dans le germanium est 10 fois plus courte que dans le saphir.

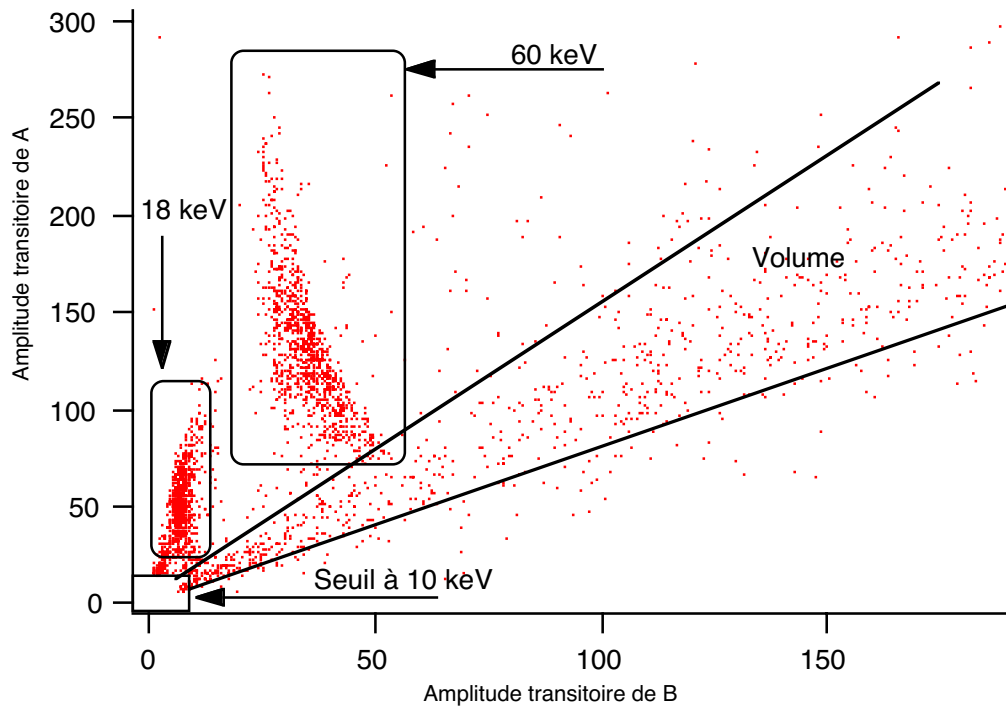


Figure V.2.1) Amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres. Nous voyons que la population des γ 60 keV contient des événements qui vont de la zone des événements de volume à la zone des événements de surface. Les événements à très basse énergie sont tous identifiés être près du thermomètre.

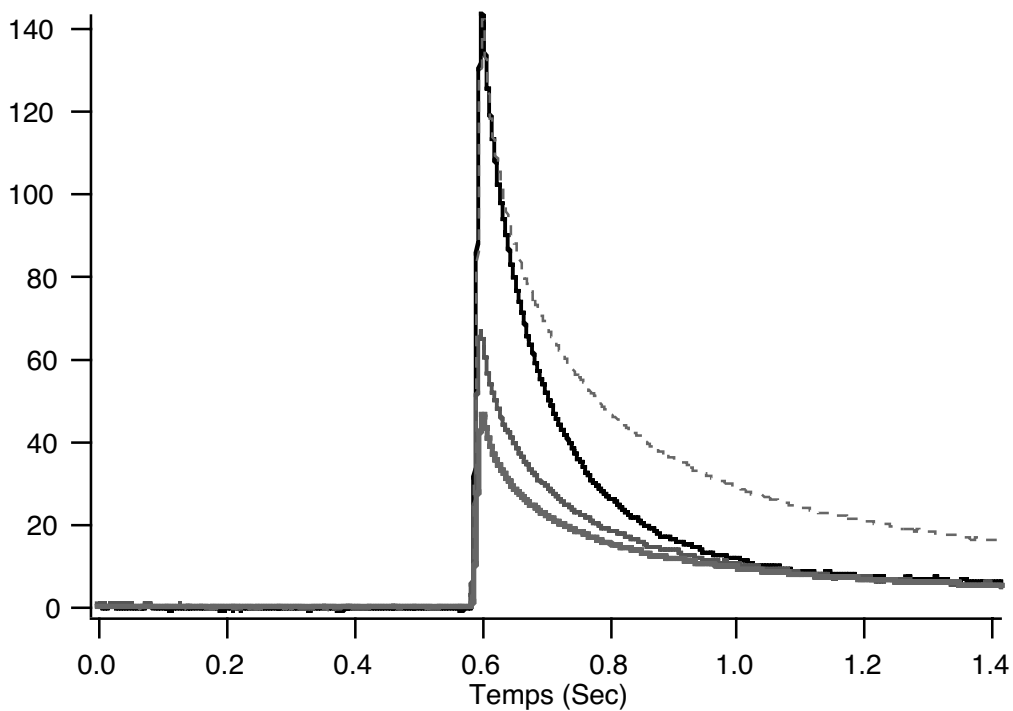


Figure V.2.2) Comparaison entre trois signaux (moyenne) du thermomètre A, correspondant à des événements 60 keV de plus en plus loin de la droite des événements normaux et avec un événement de volume (pointillé). Nous observons que les signaux 60 keV (très près de la surface du thermomètre A) ne sont pas homothétiques.

Histogramme du rapport des amplitudes de la partie transitoire des signaux des deux thermomètres. (Profil d'absorption).

Dans ce qui suit on fait l'hypothèse (Chapitre III) qu'il y a une relation univoque entre l'anomalie observée pour des événements très près de la surface et la profondeur du point d'impact. Autrement dit on suppose que l'inhomogénéité éventuelle de la sensibilité du thermomètre a un effet mineur sur la dispersion de la réponse des deux thermomètres.

Nous cherchons cette relation expérimentalement à l'aide de la connaissance du profil d'absorption des γ de 60 keV dans le germanium.

Pour cela nous définissons « l'anomalie » comme le rapport entre l'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres. Pour un événement de volume ce paramètre vaut 1 (+1,-0.5) tandis que pour un événement très près de l'un des thermomètre il est soit $\gg 1$ soit $\ll 1$. La source étant en A nous définissons l'anomalie comme :

$$C = \frac{\text{Amplitude}_A}{\text{Amplitude}_B} \quad (\text{V.1.1})$$

Nous sélectionnons les γ de 60 keV comme montré sur la [figure V.2.3](#). Nous calculons le paramètre C pour chacun des événements puis la probabilité d'avoir une valeur de C donnée. Par commodité nous calculons :

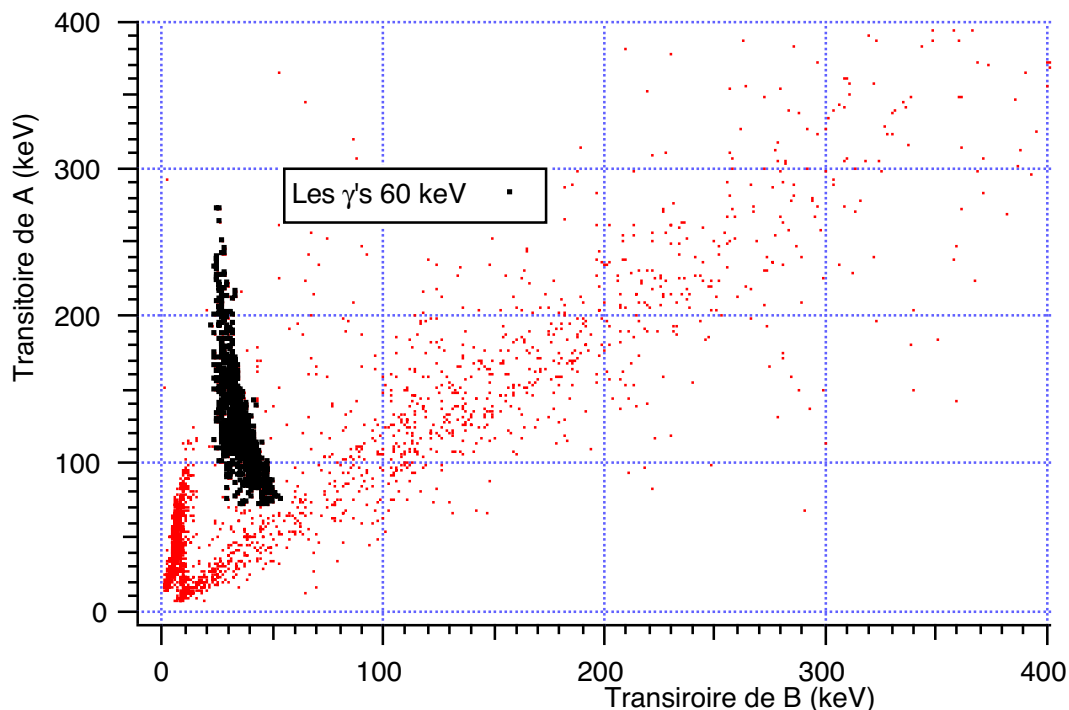


Figure V.2.3) Les événements 60 keV sont sélectionnés pour trouver la relation entre l'anomalie (c) et le point d'impact.

$$P(c) = \int_{c_{\max}}^c P(c).dc \quad (\text{V.1.2})$$

Le résultat de ce calcul pour les événements sélectionnés (figure V.2.3) est donné sur la figure V.2.4.

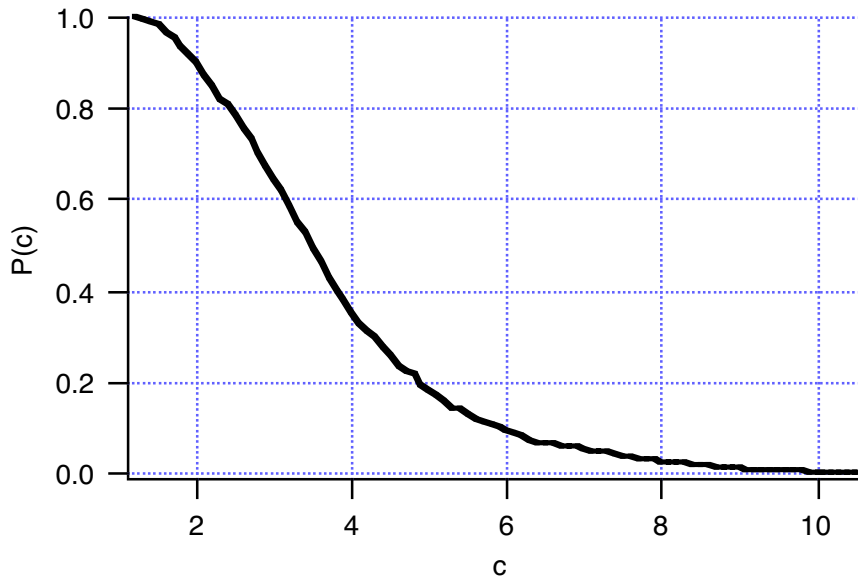


Figure V.2.4) Sur cette figure, nous trouvons la probabilité pour qu'un événement 60 keV donne un rapport $A/B > c$. Remarquons qu'aucun événement ne donne un rapport < 1 .

L'hypothèse faite au début de cette section sous entend que la relation que nous cherchons doit être une fonction continue et décroissante de la profondeur. Nous comparons donc le résultat de la figure V.2.4 avec le profil d'absorption des γ de 60 keV montré sur la figure V.2.5.

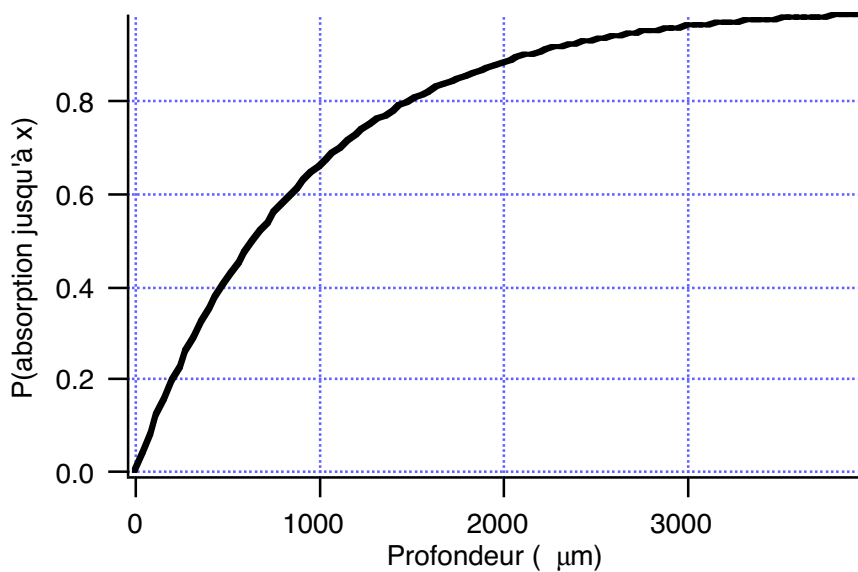


Figure V.2.5) Profil d'absorption des γ 60 keV dans le Ge. Ici nous traçons la probabilité pour qu'un événement ait lieu entre 0 et x.

Nous obtenons la relation montrée sur la [figure V.2.6](#).

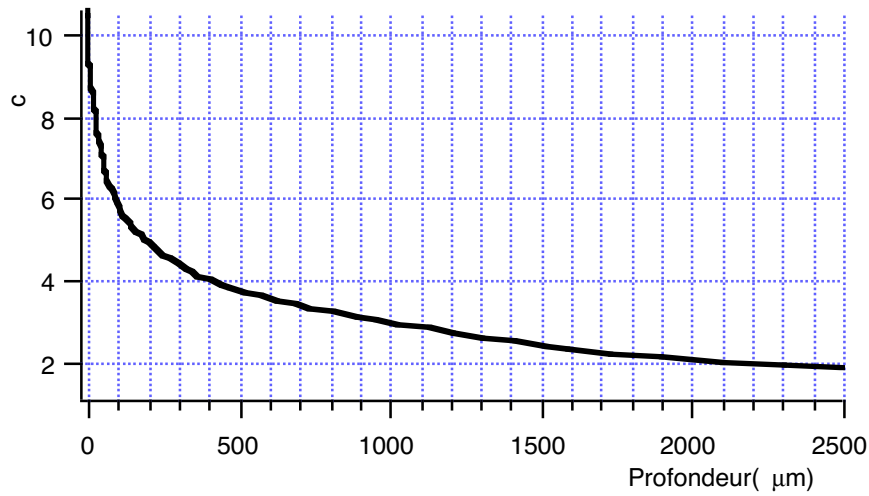


Figure V.2.6) Relation entre le rapport de l'amplitude de la partie transitoire des signaux des deux thermomètres (C) et la profondeur du point d'impact obtenue pour la population des γ de 60 keV de la [figure V.1.18](#).

La précision de cette courbe dépend de la statistique de mesure (ici 1000 événements).

Calculons par exemple l'incertitude de cette courbe à la distance 100 μm ($A/B=6$) :

D'après la courbe d'absorption pour les γ de 60 keV dans Ge la probabilité d'avoir une interaction à une distance comprise entre 0 et 100 μm est de :

$$P(100\mu\text{m}) = 1 - e^{\frac{-100}{970}} \approx 0.1$$

La probabilité d'avoir (sur un total de N) un nombre \underline{n} d'événements ayant une probabilité P (estimée par une acquisition à statistique élevée) dans une acquisition limitée suit une distribution de Poisson ([Reif 1965](#)):

$$w(n) = \frac{(NP)^n \exp(-NP)}{n!}$$

ou $w(n)$ est la probabilité d'avoir un nombre \underline{n} d'événements (de probabilité \underline{P}) pour une acquisition de \underline{N} événements. L'écart type et la moyenne de cette distribution est :

$$\sigma = \sqrt{NP} \text{ et } \bar{n} = NP$$

pour notre exemple $p=0.1$ donc $\sigma=10$ et $\bar{n} = 100$. Nous attendons donc une incertitude sur P (estimée avec une statistique limitée) de 0.01. Selon la courbe d'absorption une incertitude δP correspond à

$$\delta x = \frac{l \delta P}{e^{-x/l}}$$

ou δx est l'incertitude de la distance et l est la longueur d'absorption. Pour une distance de 100 μm cette incertitude est de 11% soit 11 μm .

V.3) Mesure de charge : bolomètre Ionisation chaleur :

Introduction

Nous avons montré que les couches thermométriques déposées sur les surfaces du Ge permettent l'identification et donc le rejet des événements proches. Nous proposons de les utiliser comme électrodes de collecte des charges pour l'obtention du signal ionisation.

Nous espérons ainsi rejeter les événements à collecte incomplète de charge du fait de la trop grande proximité de l'impact avec une électrode (voir chapitre II).

Nous avons utilisé un bolomètre en Ge (celui décrit dans la section précédente). Nous avons aussi développé une électronique pour mesurer la charge à travers des couches minces thermométriques (le développement ainsi que les performances des mesures de charge obtenues avec cette électronique sont données dans [l'annexe A.V.1](#)).

Comme expliqué au chapitre II, nous nous attendons à avoir deux types d'événements à collecte incomplète de charge :

i) Les événements qui ont lieu très près de la surface des électrodes.

ii) Les événements qui ont lieu près de la surface libre du bolomètre (la partie de la surface du bolomètre qui n'est pas couverte par les électrodes) : rappelons que pour ce prototype la couche thermométrique ne couvre qu'environ 35 % de la surface plane du cylindre.

Le prototype utilisé n'ayant pas d'anneau de garde, est destiné à identifier des événements de type « *i* » mais il montre aussi des événements à collecte incomplète de charge, de type *ii*.

Dans cette section nous présentons les résultats des mesures ionisation chaleur effectuées sur le bolomètre en Ge, décrit précédemment et l'application de la méthode d'identification des événements de surface de type « *i* » .

A) Expérience ionisation chaleur : Identification des événements à collecte incomplète de charge

Introduction : contraintes de l'expérience.

Pour ne pas être gêné par « l'effet Luke » (voir chapitre III) , nous appliquons des tensions de collecte de quelques volts.

Pour des questions de temps de montée de l'électronique à détection synchrone utilisée ici, nous avons travaillé à basse température (25 mK) où le temps de relaxation électron -phonon est assez long. Ceci nous a posé des problèmes d'empilement que nous avons réduit en construisant autour du cryostat un blindage de Pb (10 cm) et de cuivre (0.5 cm) qui a réduit le bruit de fond d'un facteur 3, le ramenant à un taux d'environ 1 événement par seconde pour l'ensemble de la gamme d'énergie.

Nous avons pu ainsi étudier les signaux transitoires dans de bonnes conditions.

Montage

Sur la **figure V.3.1**, nous voyons le dispositif pour cette expérience ainsi que le schéma électronique.

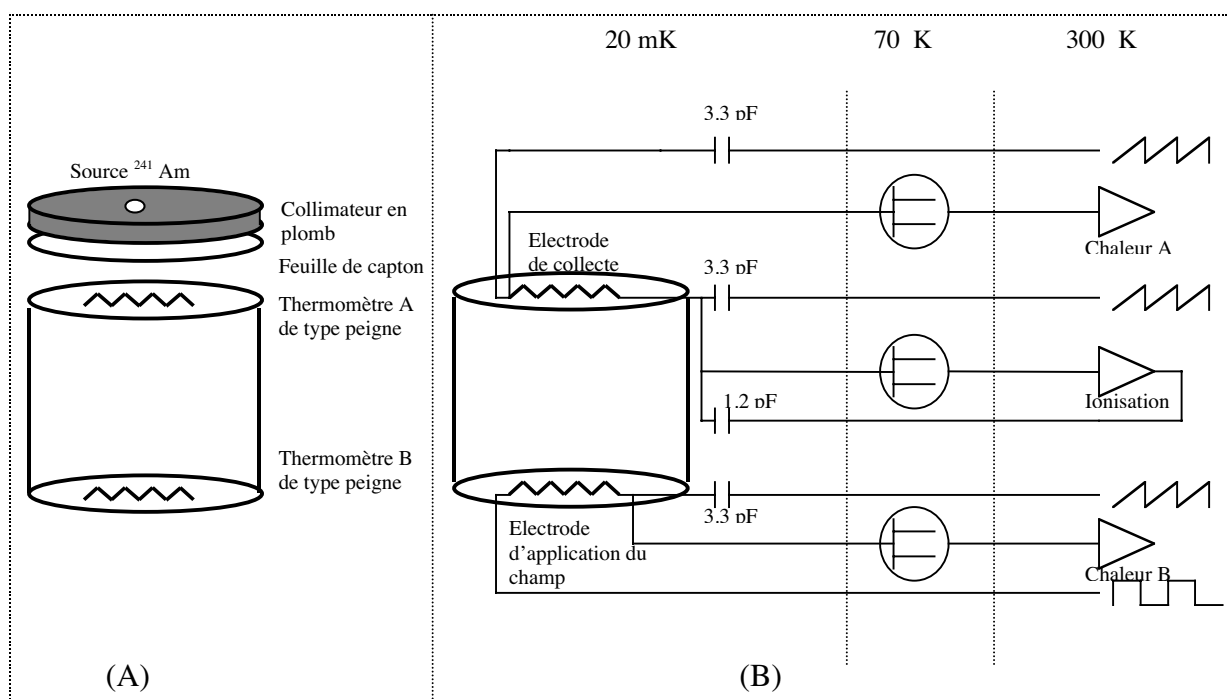


Figure V.3.1) A) Position de la source ^{241}Am et du collimateur. Le collimateur est constitué de plomb percé d'un trou pour collimater les γ , fermé par une feuille de capton pour arrêter les α . Le diamètre du trou est de 3 mm et la distance entre la source et le thermomètre A est de 4 mm. Les thermomètres sont de mêmes type que ceux de la **figure V.1.1**. B) Le montage électrique est inspiré de l'électronique utilisée dans l'expérience Archéops. La polarisation du cristal pour collecter la charge est appliquée sur le thermomètre B et la mesure de charge est effectuée sur l'électrode A.

Signaux

Dans cette expérience, le champ électrique de collecte (1.5 Volts/cm) est obtenu par l'application d'une tension $V_B - V_A = -3$ V sur B, l'électrode A étant virtuellement à $V=0$ (voir l'annexe A.V.1) et servant à la mesure des charges.

Les formes typiques des signaux chaleur sont données sur la [figure V.3.2](#).

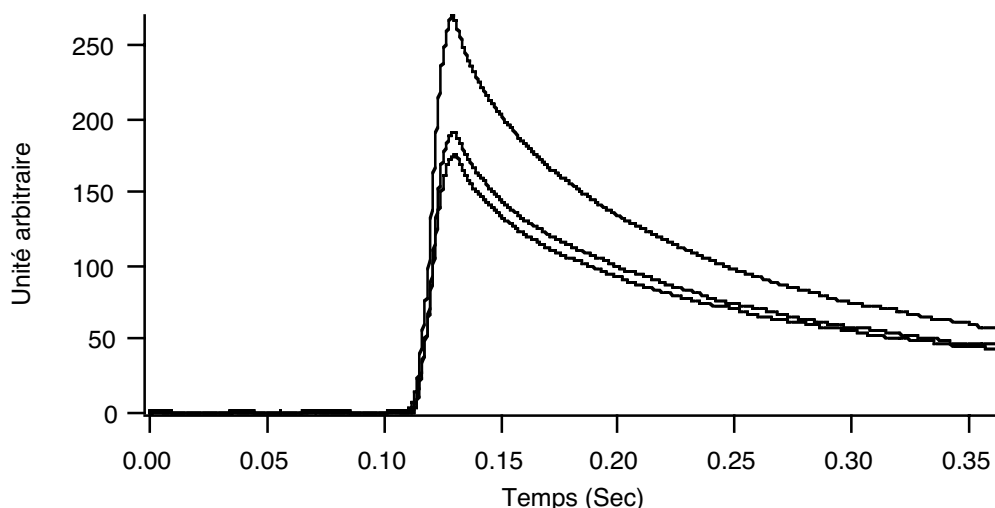


Figure V.3.2) Trois formes différentes des signaux du thermomètre A (côté source) pour les γ de 60 keV. Le temps de montée des signaux chaleur est limité par la fréquence de modulation à des valeurs de l'ordre de la ms. La température de l'échantillon étant de 25 mK, le temps de relaxation électron phonon est assez long (10 ms) pour qu'on puisse mesurer correctement l'amplitude de la partie transitoire des signaux chaleur.

Comme on le voit sur la figure, le temps de montée des signaux est de l'ordre de la ms entièrement imposé par l'électronique.

Le temps de descente étant beaucoup plus long, la mesure de l'amplitude du signal transitoire est correcte. Dans cette expérience, la forme de la montée ne nous intéresse pas et nous pouvons nous accommoder de cette électronique lente.

Partie transitoire des signaux chaleur en présence de polarisation pour la collecte de charge

Sur la [figure V.3.3](#), j'ai comparé la partie transitoire des signaux des deux thermomètres pour tous les événements.

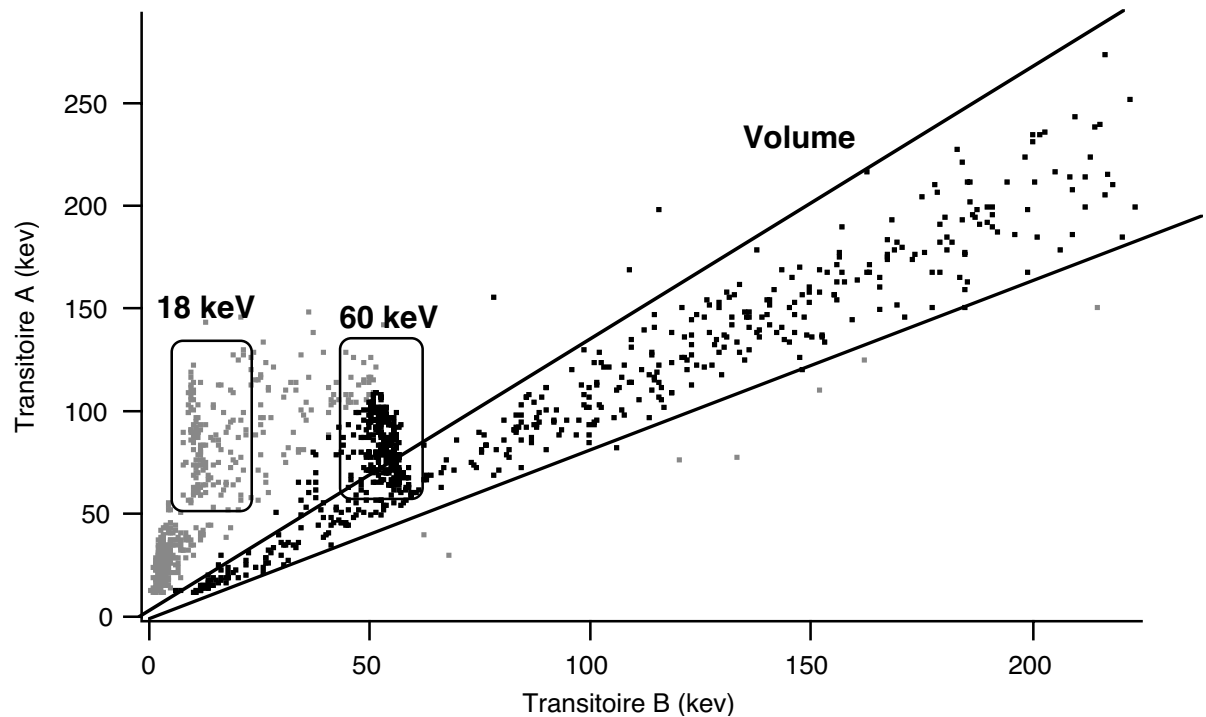


Figure V.3.3) Partie transitoire de la réponse des deux thermomètre est comparée pour tous les événements. Nous distinguons trois populations différentes : Les événements de volume qui donnent à peu près la même amplitude sur A et B. Les γ 60 keV qui donnent pour la plupart une amplitude plus grande sur le thermomètre A., et les γ de très basse énergie qui sont tous hors de l'axe des événements de volume.

Nous pouvons distinguer trois populations différentes d'événements : les événements de volume, les γ de 60 keV et les γ de basse énergie (18 keV). Comparant ce diagramme avec le diagramme donné sur la [figure V.2.1](#), relatif à la même expérience, mais sans polarisation de collecte, on constate que la population des γ de 60 keV est ici plus proche de la population des événements de volume. Cette différence est liée au fait qu'une fraction du signal chaleur provient maintenant des phonons balistiques créés par « l'effet Luke » (la création des phonons balistiques durant la migration des charges à travers le cristal). Cette fraction ne doit pas, en principe donner des effets de surface car les charges migrantes vers les électrodes produisent des phonons balistiques d'une manière quasi homogène tout au long de leur trajectoire. En dépit de l'effet Luke, les anomalies des signaux chaleur pour des γ de 60 keV qui ont lieu très près de la surface du thermomètre A sont encore assez nettes pour espérer pouvoir identifier les événements à collecte incomplète de charge. Dans la section suivante, je montrerai la comparaison entre les signaux de la voie ionisation et ceux de la voie chaleur.

Comparaison avec les signaux de la voie ionisation : Identification des événements à collecte incomplète de charge.

Sur la **figure V.3.4** est comparée l'amplitude des signaux de la voie charge avec l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre B (loin de la source).

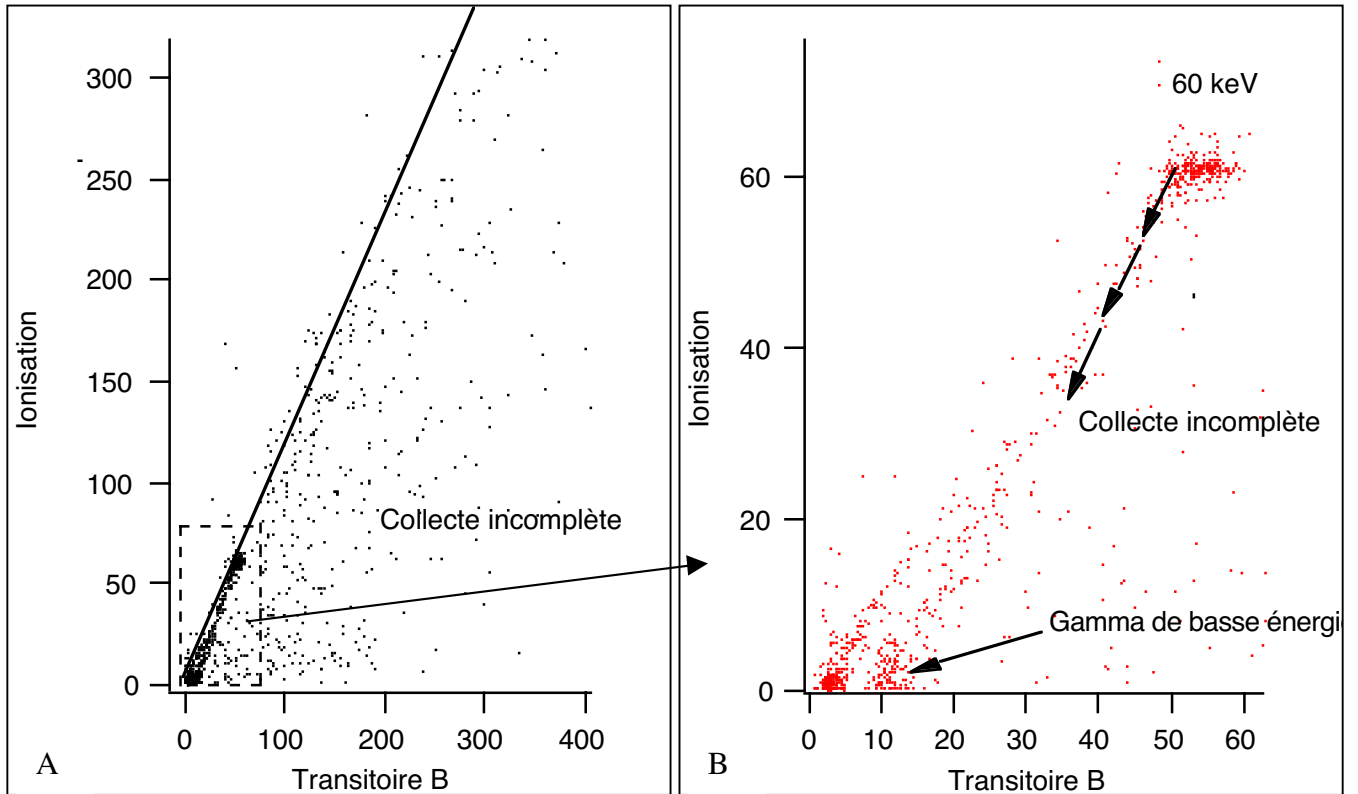


Figure V.3.4) A) Pour chacun des événements, la charge mesurée est comparée avec l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre B (loin de la source). Contrairement à ce que nous attendions, nous observons un grand nombre d'événements (>70%) avec un déficit de collecte de charge. Ce point est lié à la distribution du champ électrique dans le cristal. Toutefois on trouve une zone vide d'événements. La frontière entre cette zone et la zone des événements est une ligne qui passe par l'origine. Cette ligne définit la population des événements à collecte complète de charge. B) La plupart des γ 60 keV se trouve sur cet axe, sauf une queue qui traîne vers des événements à collecte incomplète de charge. Les gamma de basse énergie sont essentiellement à collecte incomplète.

Nous observons une zone peuplée et une zone vide. La frontière entre ces deux zones est une droite qui passe par l'origine. Nous considérons cette droite comme l'axe des événements à collecte complète de charge. Nous trouvons que plus de 70% des événements sont à collecte incomplète de charge. Comme nous l'avons dit en préambule ils ont deux origines possibles : les événements près des électrodes et les événements qui tombent hors du volume de Ge entre les électrodes et pour lesquels le champ électrique de collecte est mal défini. Je reviendrai sur ce point dans la suite de ce chapitre.

Le point intéressant est le fait que la plupart des γ de 60 keV se trouvent sur l'axe des événements à collecte complète (**Figure V.3.4**) sauf quelques événements (10%) constituant

une queue qui « traîne » vers des événements à collecte incomplète de charge (ce point sera plus clair sur la figure suivante).

Identification des événements à collecte incomplète de charge

Dans la partie précédente, nous avons montré que le rapport entre l'amplitude de la partie transitoire des deux thermomètres est un bon indicateur de la distance entre le point d'impact et la surface. Nous comparons ce paramètre avec la charge mesurée pour chacun des événements.

La **figure V.3.5** montre cette comparaison.

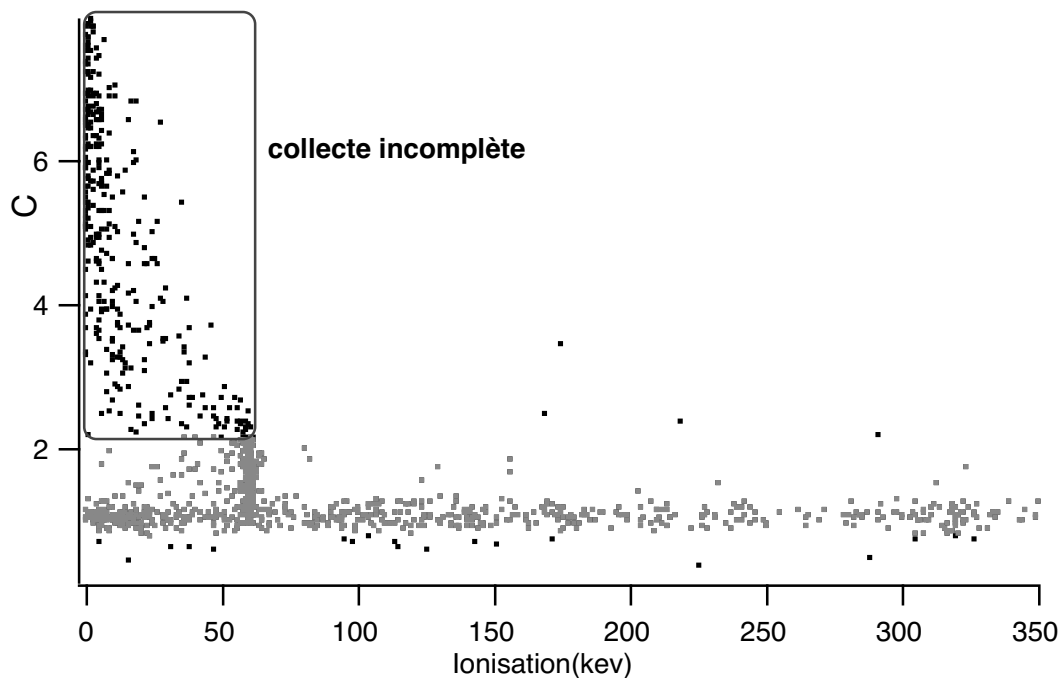


Figure V.3.5) Le rapport C est défini par la formule V.1 est comparé avec la charge mesurée pour chaque événement. Nous observons la population des événements 60 keV qui donnent un rapport C variant entre 1 et 2.5. Pour des événements ayant un rapport plus grand que 2.5 un déficit de collecte apparaît.

Sur cette figure, nous trouvons la population des γ de 60 keV donnant un rapport C (défini par la formule V.1) qui varie entre 1 et 2.5.

Le point très intéressant est le fait que pour des événements ayant un rapport C plus grand que 2.5 un déficit de collecte de charge apparaît : la ligne initialement verticale des 60 keV s'infléchit vers les faibles ionisations. Autrement dit on ne trouve aucun événement 60 keV à collecte complète de charge ayant un rapport $C > 2.5$.

Sur la même figure, nous trouvons des γ de très basse énergie qui donnent tous une valeur de C très grande. Bien entendu, du fait de la collecte incomplète, on ne peut pas les identifier en énergie par leur signal ionisation, mais un calcul d'activité permet de les associer principalement aux γ de 18 keV de la source ^{241}Am .

Il est intéressant de savoir à quelle profondeur correspond l'apparition du déficit de collecte. Nous nous intéressons maintenant à la courbe de profil d'absorption des γ de 60 keV obtenue précédemment (figure V.2.6). Cette figure présentait la relation entre la profondeur du point d'impact et l'anomalie définie par le rapport des réponses des deux thermomètres. Notons cependant que cette courbe était obtenue pour une polarisation nulle. Pour trouver le point correct sur cette courbe, il faut retrancher la contribution des phonons balistiques dus à l'effet Luke (Luke 1988) du signal de chaque thermomètre. L'étude de l'effet Luke dans cet échantillon est exposée à la fin de ce chapitre. Pour calculer le rapport A/B tel qu'il apparaîtrait sans la contribution des phonons d'effet « Luke » nous suivons la procédure suivante :

$$\frac{A}{B} = \frac{A_{\text{impact}} + A_{\text{Luke}}}{B_{\text{impact}} + B_{\text{Luke}}} \quad \text{V.3.1}$$

A_{Luke} et B_{Luke} sont la fraction de l'amplitude mesurée, provenant des phonons issus de l'effet « Luke ». Mais ces phonons sont créés tout le long de la trajectoire des charges et pas seulement au voisinage du point d'impact. Alors:

$$\begin{aligned} A_{\text{Luke}} &= C(1 + \delta) \\ B_{\text{Luke}} &= C(1 - \delta) \end{aligned} \quad \text{V.3.2}$$

δ est un facteur correctif ($\ll 1$) qui dépend de la carte de l'homogénéité de champ électrique dans le cristal (pour un champ uniforme $\delta = 0$).

La contribution de l'effet Luke est proportionnelle au travail effectué par le champ électrique sur les porteurs le long de leur trajet :

$$C = NeV$$

Où N est le nombre de paires électron trou créées par l'impact (3 eV par paire dans le Ge) et V est la tension de collecte de charge. Dans le cas d'un champ homogène, la contribution de l'effet Luke à la réponse des deux thermomètre est la même.

Notons que B_{impact} , pour un événement très près de la surface de thermomètre A est deux fois plus petit que B_{impact} pour un événement de volume (figure V.2.3). Pour une tension de collecte de 3 V, nous trouvons alors $C \approx 2B_{\text{impact}}$. Pour la géométrie de notre bolomètre (voir la fin de ce chapitre) $\delta \approx 0.1$. Dans ce cas pour un rapport A/B=2.5 le rapport $A_{\text{impact}}/B_{\text{impact}} > 6$.

Ce rapport, d'après la courbe à la tension nulle (figure V.1.20) correspond à une distance inférieure à 100 μm de la surface du thermomètre A. Cette distance est en bon accord avec les résultats rapportés dans la littérature (Shutt 2000).

Supposant que le rapport C dépend uniquement de la profondeur du point d'impact et que la collecte incomplète de charge est un effet lié à cette profondeur, nous procédons au rejet des événements donnant C plus grand que 2.5

Sur la figure V.3.6 est montré l'histogramme du signal charge avant et après le rejet effectué selon ce critère.

Nous observons qu'en effectuant le rejet on perd très peu de γ 60 keV alors que presque tous les événements à basse énergie ont disparu du spectre, en accord avec le fait qu'ils provenaient essentiellement de la source (18 keV de ^{241}Am)

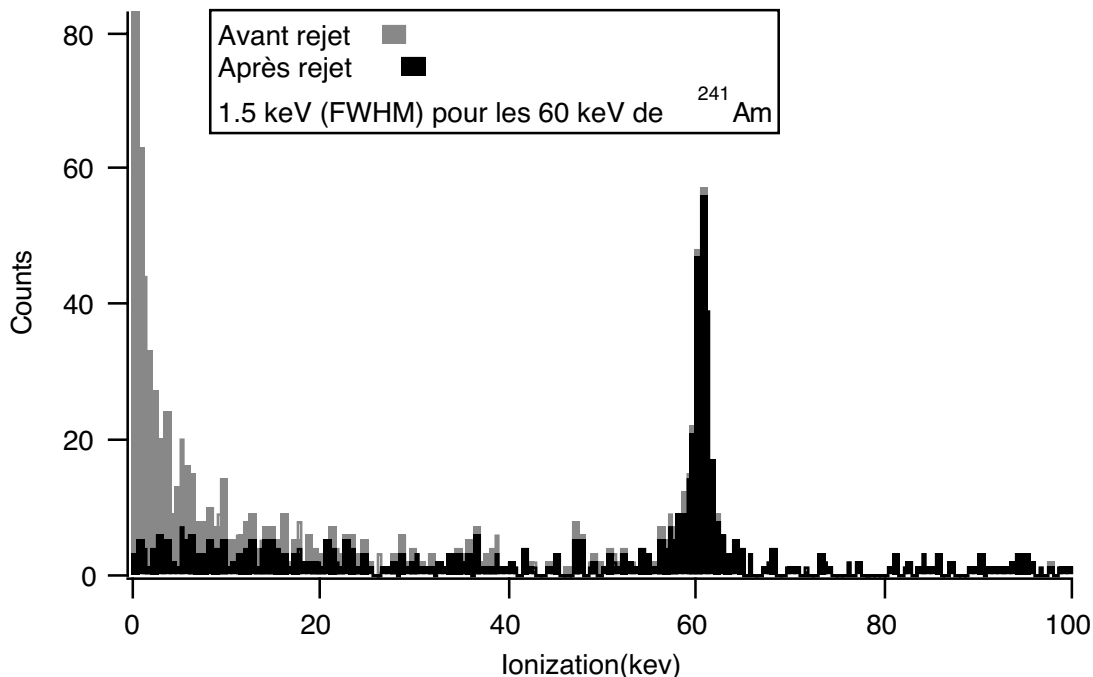


Figure V.3.6) Histogramme du signal charge avant et après le rejet des événements donnant un rapport $C > 2.5$. Le point intéressant est le fait seulement 9% des 60 keV sont éliminés par ce rejet. Ce sont ceux qui sont absorbés à moins de 100 μm de la surface. Le deuxième point intéressant est la disparition sur l'histogramme de l'essentiel des événements attribués aux γ de 18 keV

Mesure de l'énergie d'impact par la partie transitoire

Il est souhaitable de pouvoir mesurer l'énergie d'impact par la partie transitoire des signaux chaleur. D'après les études faites avec les γ de haute énergie (distribution homogène du point d'impact dans le volume du détecteur) nous avons été convaincus que la partie transitoire du signal d'un seul thermomètre n'est pas suffisante pour mesurer l'énergie car elle varie avec la distance du point d'impact. Néanmoins, nous avons observé l'existence d'une corrélation entre la réponse des deux thermomètres, pour les événements ayant lieu suffisamment loin des surfaces.

Pour donner un exemple de cette corrélation, un histogramme de l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre B (thermomètre loin) avant et après le rejet des événements de surface est montré sur la [figure V.3.7](#).

Nous observons sur cette figure pour des γ de 60 keV une raie dont la largeur est très supérieure au bruit de ligne de base qui est de l'ordre de 1 keV (FWHM). Sur la [figure V.3.8](#), est présenté l'histogramme de la moyenne des amplitudes des signaux des deux thermomètres après avoir rejeté les événements de surface.

On obtient une largeur FWHM de 3.5 keV soit 6%. Il est sans doute possible d'affiner l'étude des corrélations entre les signaux des deux thermomètres pour améliorer la résolution. Pour les événements donnant un signal « pathologique » sur l'un des thermomètres, le signal fourni

par l'autre est encore un bon indicateur de l'énergie (mais en principe ces événements seront rejetés car susceptibles de donner une collecte incomplète de charge).

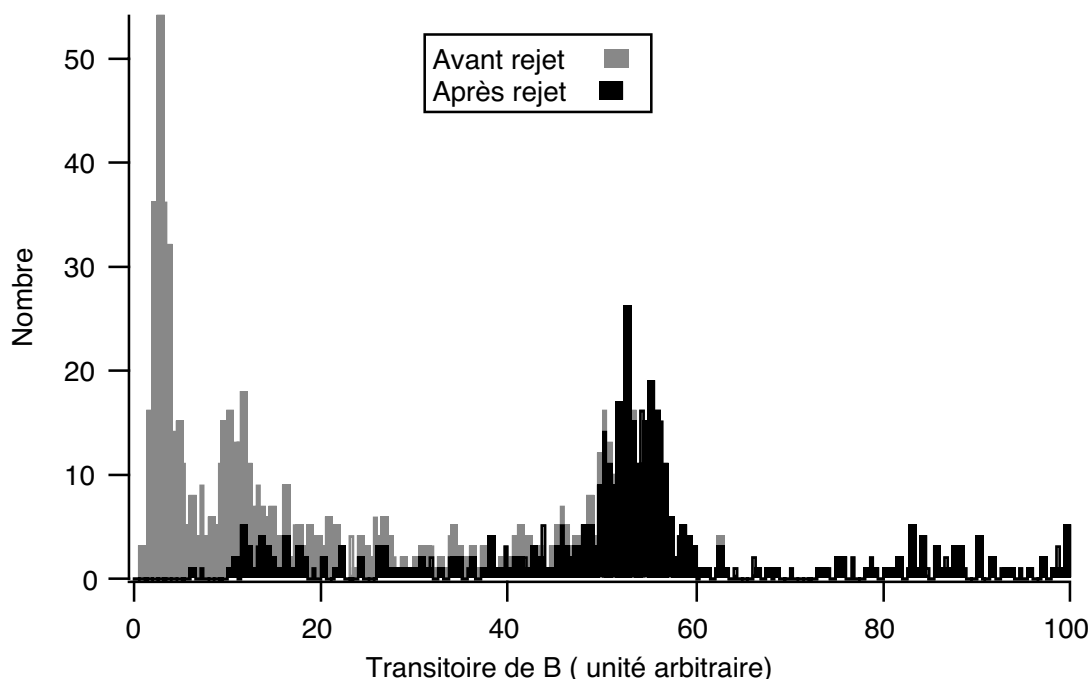


Figure V.3.7) Histogramme de l'amplitude de la partie transitoire des signaux du thermomètre B (loin). Les γ 60 keV donnent une raie très large comparée au bruit ligne de base qui est de 1 keV. On observe aussi la population des γ à très basse énergie (18 keV) mais décalée vers les basses énergie du fait de la collecte incomplète et donc d'un effet Luke incomplet. Comme le montre la [figure V.3.6](#) cette population disparaît, une fois effectué le rejet des événements de surface.

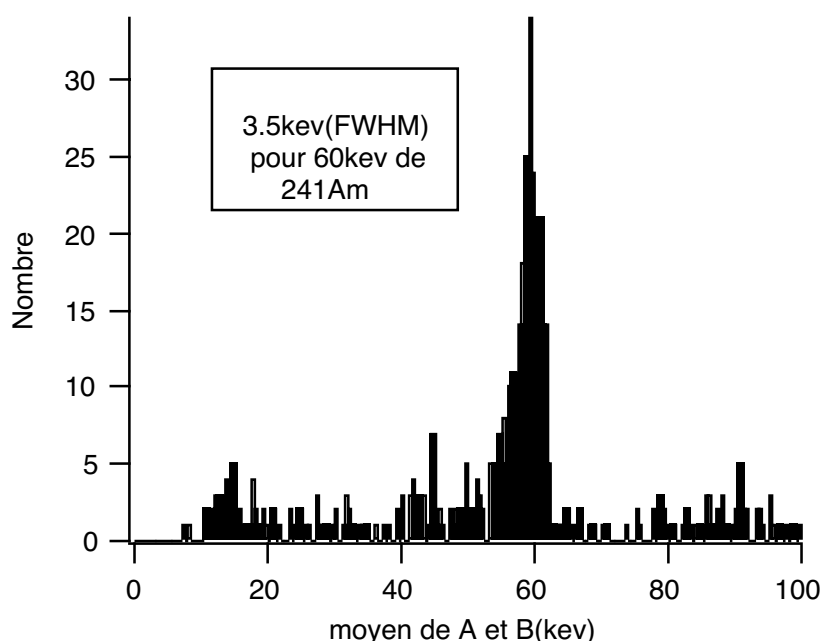


Figure V.3.8) En rejetant des événements de surface et en tenant compte de la corrélation entre les réponses des deux thermomètres pour les événements restants nous trouvons l'énergie d'impact avec une résolution raisonnable (6 %).

B) Limitations du bolomètre étudié ; origine des événements à collecte incomplète de charge autres que ceux près des électrodes ; distribution du champ électrique dans le cristal..

Sur la [figure V.3.4](#), nous trouvons une proportion $> 70\%$ d'événements à collecte incomplète de charge, très supérieure à la statistique attendue pour des événements ayant lieu très près des thermomètres. Pour expliquer cette abondance il y a plusieurs pistes.

1) Événement près du thermomètre B :

Sur la [figure V.3.4](#), nous avons représenté la charge collectée en fonction de l'amplitude de la partie transitoire du thermomètre B. Comme je l'ai expliqué précédemment, cette amplitude n'est pas une bonne mesure de la chaleur car elle dépend du point d'impact de l'événement. Pour des événements ayant lieu très près de la surface des thermomètres l'amplitude s'accroît énormément.

Cette particularité de l'amplitude de la partie transitoire ne peut pas pour autant expliquer cette abondance car nous avons vu que l'anomalie de la partie transitoire se ne révèle que pour des événements ayant lieu à moins de 1 mm de la surface des thermomètres. Avec cet effet, nous ne pouvons expliquer que 10% des événements hors axe dans la [figure V.3.4](#).

2) Événement près de la surface libre du cristal :

Avec la méthode que nous avons développée précédemment nous pouvons identifier des événements à collecte incomplète de charge lorsque l'interaction est proche de la surface des électrodes. Une grande partie de la surface du détecteur est non concernée par cette méthode d'identification. C'est la surface périphérique du cristal, non couverte par l'une ou l'autre des électrodes.

Pour les événements ayant lieu très près de cette surface la réponse des deux thermomètres ne révèle pas d'anomalie.

Cette surface constitue 90% de la surface du détecteur. Dans le chapitre III, j'ai expliqué que pour qu'un événement donne lieu à une collecte incomplète de charge il faut que le point d'impact soit à $< 100 \mu\text{m}$ de la surface du cristal.

Le volume correspondant à cette profondeur sur la totalité de la surface libre du détecteur représente 3% du volume total du cristal. Donc on ne peut pas expliquer cette abondance avec les événements près des surfaces libres.

3) Champ électrique dans le cristal

Il reste à vérifier la distribution du champ électrique dans le cristal. C'est un point très important que nous avons sous-estimé avant de choisir la géométrie de nos bolomètres. En effet avec cette géométrie, l'approximation de champ uniforme n'est pas correcte. La grande distance entre les deux électrodes, leur petite surface et la faible distance entre le cristal et son support métallique (à la masse électrique) font que, pour un grand volume du détecteur, les lignes de champ se termineront à la surface libre du cristal (ici la surface périphérique).

La charge créée par un événement qui a lieu dans ce volume de cristal sera collectée sur la surface libre du cristal où elle peut y rester piégée.

Sur la [figure V.3.9](#), j'ai montré une cartographie de la distribution du champ électrique dans notre échantillon. Cette simulation est faite avec une méthode d'éléments finis avec le programme MATLAB.

Avec ce programme, nous sommes capables de résoudre des équations à deux dimensions. Pour cette raison et du fait de l'absence d'une symétrie quelconque dans notre système, nous avons été obligés de faire l'approximation d'électrodes en forme de disque au lieu de carré. Cette approximation ne fait qu'améliorer la distribution de champs par rapport à la distribution réelle.

En faisant cette approximation nous trouvons les lignes de champ présentée sur la [figure V.3.9](#).

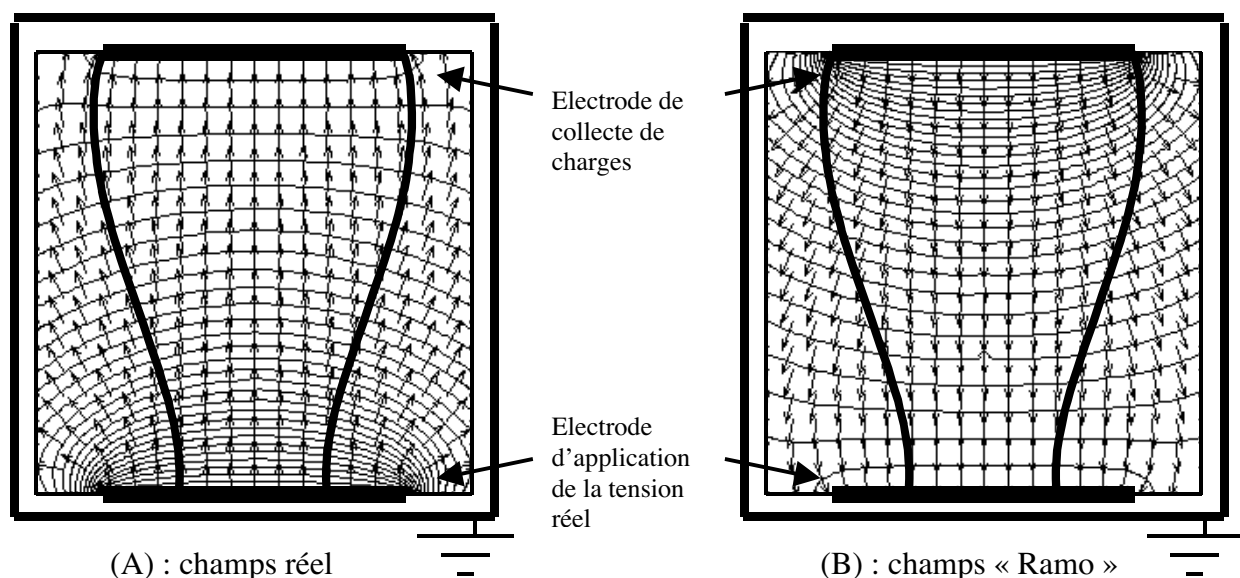


Figure V.3.9) A) Distribution du champ électrique dans le cristal. La distance entre le cristal et son support en cuivre (à la masse électrique) est de 1 mm. Sur la même figure, nous voyons la frontière entre les événements à collecte complète de charge et les autres. Un événement qui a lieu hors de cette frontière créera des charges qui seront dirigées vers les surfaces périphériques du cristal. B) Champ « Ramo » correspondant à l'électrode de collecte de charge. Une charge suit les lignes de champ réel dans le cristal. Cependant, l'amplitude du signal d'ionisation dépend uniquement de la trajectoire parcourue par la charge dans le champ « Ramo ». Nous voyons que le signal correspondant à un événement qui a lieu hors de la frontière des événements à collecte complète représentée sur la figure par un trait gras, peut être très affecté.

Sur la figure, nous voyons la frontière entre la zone des événements collectés sur les électrodes et des événements dirigés vers les surfaces périphériques. La proportion volumique de la zone des événements collectés sur les électrodes est de 36%. Autrement dit 64% des événements sont collectés sur les surfaces libres du cristal (collecte incomplète de charge). Ce rapport peut expliquer l'abondance des événements à collecte incomplète de charge montré sur la [figure V.3.4](#).

Comme nous l'avons déjà expliqué, une partie du signal de la voie chaleur provient des phonons issus de l'effet « Luke » qui dépend lui même de la tension de collecte. Par exemple, pour une tension de collecte de 24 Volts, plus de 85% du signal « phonons » provient de l'effet « Luke ». A forte tension de collecte, nous attendons donc un signal « chaleur » pratiquement proportionnel au signal ionisation, y compris pour les événements à collecte incomplète de charge.

Nous avons fait des expériences à des tensions de collecte aussi grandes que 30 Volts (>90% du signal provient des phonons d'effet Luke) mais il y avait toujours beaucoup d'événements pour lesquels le signal de charge n'était pas proportionnel au signal chaleur. Pour expliquer cet effet il faut étudier plus en détail le processus de collecte des charges dans un détecteur.

Théorème de Ramo.

Le théorème de Ramo ([Ramo 1939](#)) permet de déterminer l'évolution dans le temps du signal ionisation dans un détecteur.

Imaginons un milieu où le champ électrique est créé par certain nombre d'électrodes métalliques et où le potentiel de chacune des électrodes est fixée à V_j . Ce théorème dit que si une charge électrique (q) se déplace dans ce milieu la charge image instantanée induite sur chaque électrode est donnée par la formule suivante.

$$i_j(t) = q \vec{E}_{Ramo(j)} \cdot \vec{v} \quad V.3.3)$$

$i_j(t)$ est le courant de la charge image induite sur l'électrode j . $E_{Ramo(j)}$ est un champ imaginaire (de dimension V) obtenu en appliquant une tension nulle sur toutes les électrodes sauf sur l'électrode j à la quelle on applique une tension 1 (sans dimension) et v est la vitesse de déplacement dans le champs réel.

Avec cette formule nous pouvons trouver la charge totale accumulée sur chacune des électrodes.

$$Q_{total(j)} = \oint_{trajectoire} q \cdot E_{Ramo(j)} \cdot v \, dt \quad V.3.4)$$

Dans le cas d'un milieu homogène où la vitesse de déplacement à la même direction que le champ électrique cette relation devient,

$$Q_{total(j)} = q \cdot (V_{Ramo(j)}(X_f) - V_{Ramo(j)}(X_i)) \quad V.3.5)$$

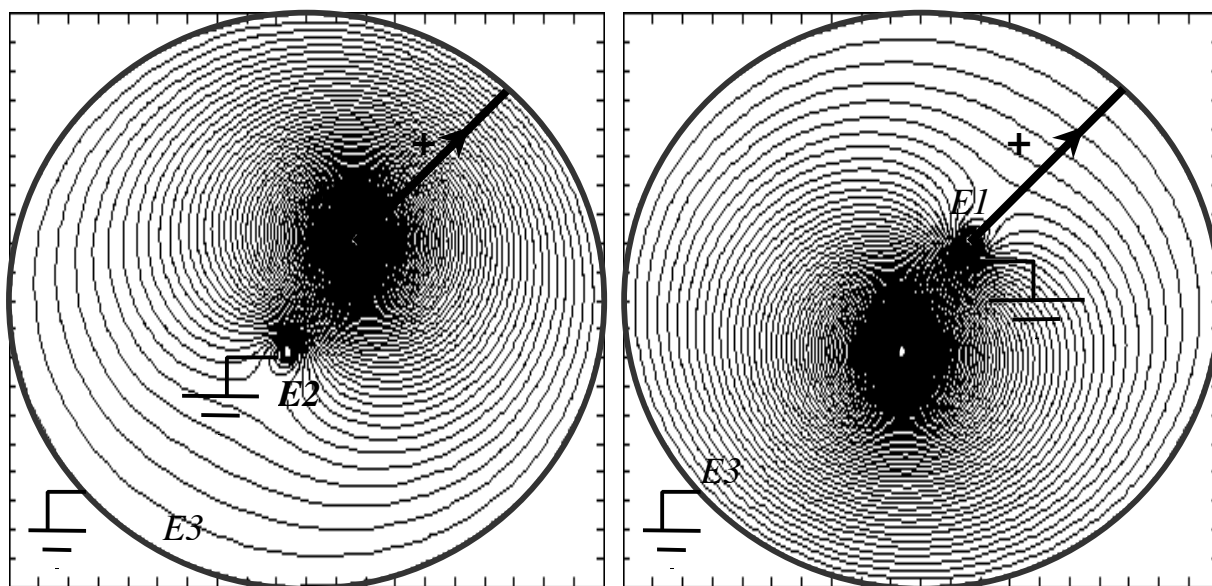
$V_{Ramo}(X_i)$ et $V_{Ramo}(X_f)$ sont les tensions imaginaires de Ramo associées au point initial et au point final du déplacement de la charge.

Sur la [figure V.3.10](#), nous voyons un exemple d'application de ce théorème. Ici, les surfaces équipotentiellles sont les électrodes cylindriques ($E1$, $E2$, $E3$).

Le champ réel est la solution de l'équation de Laplace avec les conditions aux limites de type Dirichlet (tension de $E1=V$, $E2=0$ et $E3=0$).

Nous voulons mesurer la charge induite sur l'électrode $E2$ par le déplacement d'une charge allant de l'électrode $E1$ à $E3$. D'après la formule V.3.5 nous trouvons que la charge image induite à la fin du trajectoire sur l'électrode $E2$ est 0.

Dans le même temps cette charge a reçu l'énergie qV relaxée en phonons. Cet exemple illustre la possibilité d'avoir un effet Luke non nul pour une collecte de charge nulle sur l'une des électrodes.



A

B

Figure V.3.10) A) Champ électrique réel dans un système à trois électrodes cylindriques. La charge est déplacée par ce champ de l'électrode E1 vers l'électrode E3. B) Champ de Ramo correspondant à l'électrode E2. Comme les potentiels de Ramo (initial et final) de la charge déplacée sont nuls la charge accumulée sur l'électrode E2 sera égale à 0. Comme les potentiels (Ramo) initial et final correspondant à l'électrode E1 sont 1 et 0 la charge induite sur E1= q et sur E3= $-q$.

Effet « Luke »

Revenons maintenant au problème précédent concernant les événements collectés sur les surfaces périphériques de notre bolomètre.

Comme il est montré sur la **figure V.3.1**, l'électrode où est appliquée la tension et l'électrode sur laquelle on mesure la charge ne sont pas les mêmes. Cet arrangement a une propriété particulière : «le champ de Ramo et le champ réel ne sont pas identiques».

La contribution des phonons issus de l'effet Luke (**Luke 1988**) est donnée par la relation suivante :

$$E_{\text{Luke}} = -q \cdot (V_{\text{réel}}(X_f) - V_{\text{réel}}(X_i)) \quad \text{V.2.6)}$$

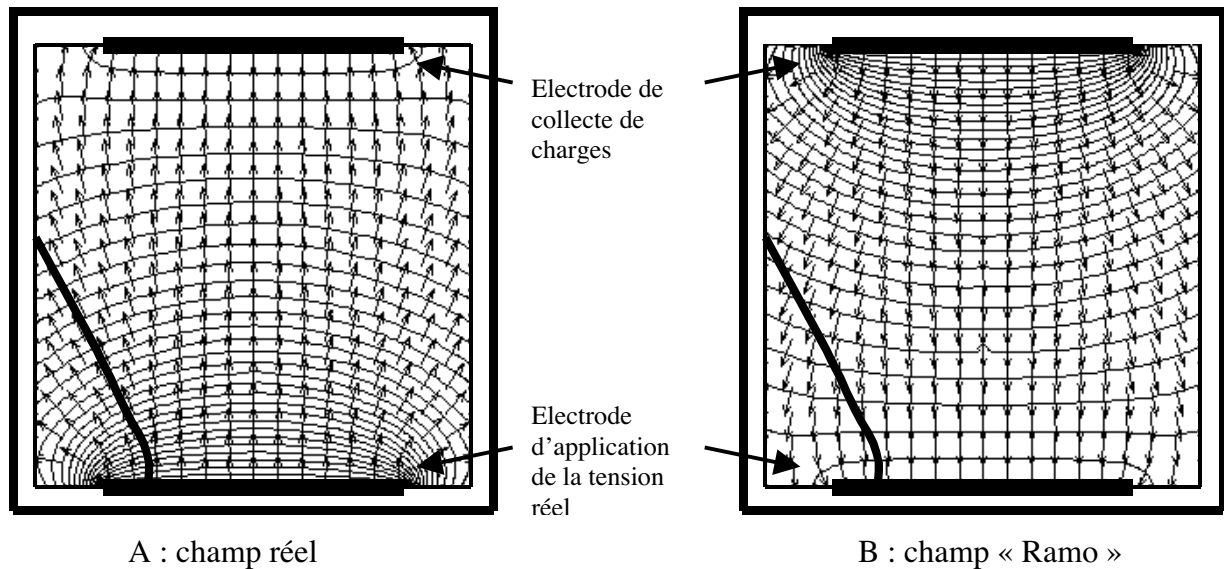


Figure V.3.11) A) la trajectoire de la charge créée par un événement dans le champ réel. C'est le cas d'un événement collecté sur les surfaces périphériques. B) La même trajectoire présentée sur la carte du champ de Ramo. Nous voyons que les lignes de champs coupés dans les deux cas ne sont pas identiques (il est plus grand dans ce cas particulier). Ainsi l'énergie libérée par l'effet Luke n'est pas proportionnelle au signal de ionisation.

Dans le cas où le champ réel et le champ de Ramo correspondant à l'électrode où l'on mesure les charges sont identiques, d'après la formule V.5) E_{luke} est proportionnelle à la charge mesurée et dans ce cas, avec une tension de collecte très grande le signal de charge devient proportionnel au signal chaleur pour tous les événements y compris les événements à collecte incomplète de charge.

Sur la **figure V.3.11**, nous voyons que cela n'est pas le cas pour une géométrie de détection telle que la nôtre. Nous pouvons ainsi expliquer pourquoi, même à des tensions où les phonons issus de l'effet Luke dominent les signaux chaleur, il y a toujours une grande proportion d'événements hors d'axe dans le diagramme ionisation chaleur.

Nous avons vérifié expérimentalement cette explication en modifiant le montage de la [figure V.3.1](#) pour que l'électrode où est appliquée la tension de collecte soit aussi celle de collecte de charge et nous avons observé que à des tensions de collecte assez élevées le signal ionisation et le signal chaleur deviennent proportionnels. Un résultat de cette mesure à une tension de collecte de 24 Volts est montré sur la [figure V.3.12](#).

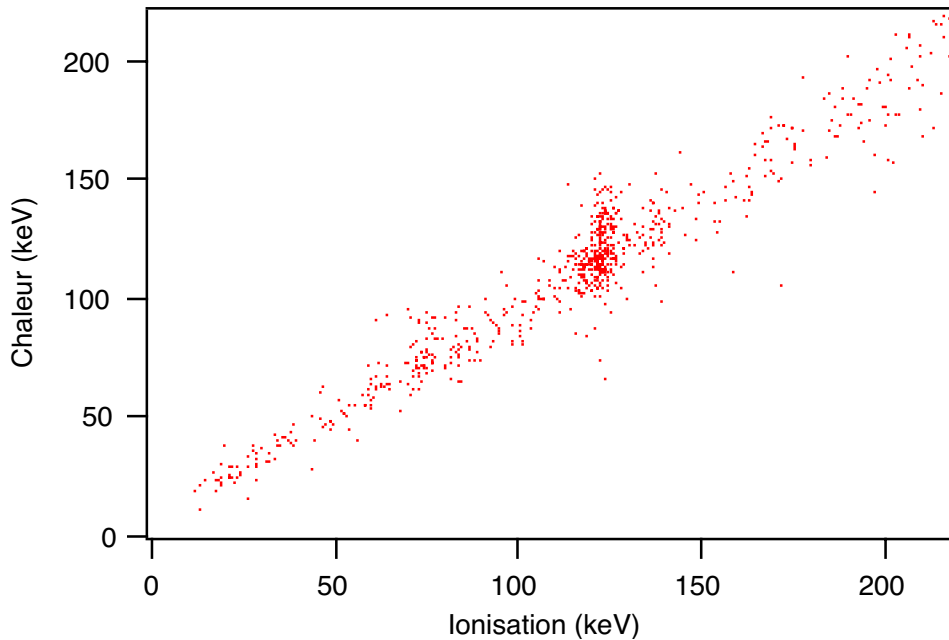


Figure V.3.12) En modifiant le montage électrique montré sur la [figure V.3.1](#) nous trouvons qu'à des tensions de collecte assez élevées le signal ionisation et le signal chaleur deviennent proportionnels pour la majorité des événements y compris les événements à collecte incomplète de charge. Ici nous avons une source ^{57}Co (γ 122 et 136 keV)

Revenons à l'expérience précédente. La source ^{241}Am est collimatée pour avoir uniquement des événements dans la région centrale du thermomètre A ([Figure V.3.1](#)). C'est pour cette raison que la charge créée par la plupart des γ de 60 keV dus à cette source est bien collectée.

Pour des limitations mécaniques dans cette expérience, la distance entre le collimateur et la surface du thermomètre A est de 4 mm. Cette distance est suffisamment grande pour avoir quelques événements dans la zone des événements collectés sur les surfaces périphériques comme indiqué sur la [figure V.3.9](#).

En analysant la [figure V.2.5](#) nous trouvons que 5 % des événements 60 keV sont dans un « triangle » de côtés $C=1$ et ionisation 60 keV, c'est à dire une collecte incomplète bien que $C < 2.5$. Ceci correspond bien à l'estimation qu'on peut faire par le calcul, basé sur l'angle solide de la surface sous laquelle le thermomètre est vu par le collimateur et donc imputables à l'inhomogénéité du champ.

En conclusion, ce prototype, du fait de la présence conséquente de tels événements, ne permet pas de tester correctement l'efficacité de notre méthode de rejet des événements proches des électrodes.

Un détecteur avec un rapport hauteur/diamètre plus favorable et muni d'un anneau de garde est nécessaire pour faire cette estimation.

Effet d'un champ non-uniforme sur l'estimation de la contribution de l'effet « Luke »

Une autre difficulté concernant une distribution non-uniforme du champ électrique est de calculer correctement, la contribution des phonons issus de l'effet « Luke » aux signaux chaleur. Cette difficulté est due au fait que nos thermomètres sont sensibles au point d'impact et que les phonons produits par l'effet « Luke » sont des phonons hors d'équilibre (avec une fréquence de quelques 100 GHz) détectés comme les phonons balistiques (Luke 1988).

Comme expliqué dans le chapitre II et III le taux de la production des phonons issus de l'effet Luke est :

$$\delta E_{\text{Luke}}(\vec{X}) = q\vec{E}(x)\delta\vec{X}_d \quad \text{V.3.7}$$

Où $\delta E_{\text{Luke}}(\vec{X})$ est l'énergie libérée par le déplacement d'une charge q d'une distance $\delta\vec{X}_d$ dans un champ qui vaut localement $\vec{E}(x)$. La densité d'énergie produite par cet effet est donc :

$$\delta E_{\text{Luke}}(\vec{X}) / |\delta\vec{X}_d| = q\vec{E}(x)\delta\vec{X}_d / |\delta\vec{X}_d|$$

Dans le cas d'un milieu homogène

$$\vec{E}(x) \mid \vec{v}_d \Rightarrow \mid \delta\vec{X}_d$$

\Rightarrow

$$\delta E_{\text{Luke}}(\vec{X}) / |\delta\vec{X}_d| = q|\vec{E}(x)| \quad \text{V.3.8}$$

La formule V.3.8 montre que la densité d'énergie dépend de l'intensité du champ électrique. Dans le cas d'un champ électrique non-uniforme, nous attendons donc (Figure V.3.12), une différence entre la contribution de l'effet Luke aux signaux chaleur des thermomètres.

Pour les événements qui sont dans la zone de collecte complète (Figure V.3.9), cet effet, ne dépend pas fortement du point d'impact.

Avec la courbe de $|\vec{E}(x)|$ et à l'aide de la courbe montrée sur la figure V.1.21 nous estimons la correction nécessaire pour trouver la contribution correcte des phonons d'effet « Luke ».

La correction, trouvée par cette méthode consiste à multiplier le signal du thermomètre B (où est appliquée la tension de collecte) par un facteur $(1-\delta)$ et de multiplier le signal du thermomètre A, par un facteur $(1+\delta)$ avec $\delta=0.1 \pm 0.02$.

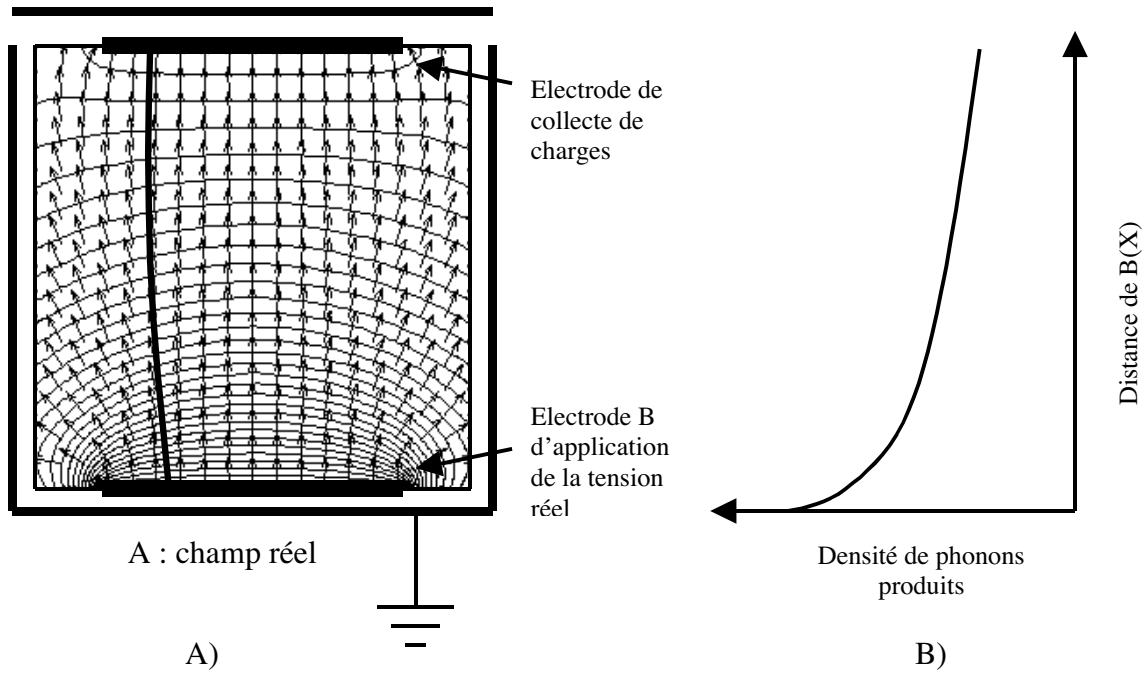


Figure V.3.12) A) Trajectoire d'une charge q dans le champ réel appliqué par le thermomètre B et B) la densité d'énergie libérée sous forme de phonons balistiques (fréquence typique de quelque 100 GHz ([thèse Clark 1999](#)) pour le trajet de représenté en A). Nous estimons qu'à cause d'un champ non-uniforme, les signaux des deux thermomètres sont différents par la fraction imputable à l'effet Luke (le thermomètre B donne une amplitude transitoire plus grande que l'autre), y compris pour les événements de volume.

Références :

Knoll.G.F, « Radiation detection and measurement »Second edition. Copyright John Wiley & Sons.USA. 1989,PP 49

Marnieros.S, thèse de doctorat Université Paris XI. 1998, Non publié.

F.Reif, « Fundamentals of statistical and thermal physics » Copyright McGraw Hill international editions, 1965,PP 42.

P.N.Luke, J. Appl. Phys. 64 (1988) 6858

T.Shut et al, Nucl.Instr and Meth. A 444 (2000) 340

S.Ramo proc IRE 27, (1939)584

R.M. Clarke, Ph.D. Thesis, Stanford University, 1999.Non publié

Conclusion

Les expériences de détection directe de WIMPS travaillent sur l'hypothèse que ceux-ci sont constitués de neutralinos, la plus légère des particules prévues par les théories supersymétriques et qu'ils représentent environ 30 % de la matière sombre dans la galaxie.

Les limites actuelles des expériences approchent les prédictions les plus optimistes des modèles. Ces limites sont essentiellement dues au bruit de fond radioactif et dans une moindre mesure au seuil des détecteurs. La plupart des expériences, dont EDELWEISS au sein de laquelle s'est déroulé ce travail, ont choisi des détecteurs permettant un rejet actif du bruit de fond, événement par événement.

Nous pensons que cette stratégie est celle qui recèle la plus grande marge de progression. Elle implique, en parallèle avec les efforts d'amélioration de l'environnement, une attention particulière aux détecteurs.

Notre travail a porté sur l'amélioration des détecteurs à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur. La comparaison des deux signaux pour chaque événement permet le rejet des reculs d'électrons (le fond, hormis les neutrons) et l'identification des reculs de noyaux (événement de type attendu pour des WIMPS). Le pouvoir de rejet de ces détecteurs est actuellement limité par les événements à collecte incomplète de charge, en particulier les événements trop proches des électrodes. Nous avons proposé une nouvelle méthode d'identification de ces événements.

Ce travail est l'aboutissement du développement au laboratoire d'un nouveau type de senseurs thermiques pour les bolomètres à très basse température : les couches minces d'isolant d'Anderson de type $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$. Elles ont, comme les couches minces supraconductrices, la propriété d'être sensibles aux phonons hors d'équilibre (fonctionnement athermique des bolomètres) mais en étant, du fait de leur forte impédance, compatibles avec une électronique basée sur les JFETs.

Nous avons montré que ces couches thermométriques de grande surface avec une configuration particulière des électrodes (géométrie peigne) donnaient un signal transitoire spécifique, en amplitude et en forme, pour des événements ayant lieu à moins d'une distance de l'ordre de 1mm de la surface du détecteur où elles étaient déposées. Nous avons étudié en détail les caractéristiques de ces signaux de surface, comparés aux signaux de volume au moyen de rayonnements α , d'électrons de basses énergies et de γ fournis par des sources appropriées sur des bolomètres de taille moyenne en Ge ou en saphir.

Dans le cas du Ge, nous avons montré qu'il était possible d'utiliser les couches minces thermométriques comme électrodes de collecte de charge et d'obtenir les signaux ionisation-chaleur avec une résolution acceptable pour une expérience de détection de WIMPS. Nous avons établi une relation statistique entre l'amplitude transitoire du signal thermique et la profondeur de l'impact. Cela nous a permis de confirmer l'apparition d'une collecte incomplète pour des impacts peu profonds (au dessous de 50 μm) et de fonder le principe de leur rejet. Cette méthode basée sur une mesure de l'amplitude s'est avérée efficace jusqu'aux

plus basses énergies, un avantage décisif par rapport aux méthodes basées sur la forme des signaux et qui sont limitées par des problèmes de rapport signal sur bruit en large bande passante.

Nous avons esquissé quelques hypothèses pour l'interprétation du phénomène conduisant à un signal thermique transitoire augmenté pour les événements de surface. Nous pensons qu'il est relié à la nature spécifique des phonons primaires jusqu'à des distances macroscopiques de l'impact (de l'ordre du mm dans les cas étudiés) qui conduit à une absorption dramatiquement accrue par la couche thermométrique amorphe.

Il reste à approfondir cette hypothèse pour aboutir à une modélisation de ces mécanismes et à l'optimisation du détecteur. Il reste aussi à transposer le principe démontré dans ce travail à des détecteurs plus massifs et munis d'anneau de garde.

Annexe A.V.1

Les thermomètres comme électrodes de collecte de charge : principe et réalisation.

Introduction

Contrairement aux bolomètres Ionisation chaleur classiques (où la mesure de chaleur est faite indépendamment des électrodes de collecte de charge), nos thermomètres servent aussi d'électrode pour la collecte de charge.

C'est ainsi que nous pouvons identifier les événements à collecte incomplète de charge du fait d'un impact trop proche des électrodes.

Dans cette annexe, nous verrons le principe de cette mesure et nous développerons une électronique adaptée à cette application.

Mesure de charge

Il y a plusieurs méthodes pour mesurer la charge. Le principe d'un détecteur de charge est de transférer la charge image issue de la migration des charges créées par l'impact vers une autre capacité (très petite) et de manipuler cette charge hors du détecteur (pour la mesurer). Ce principe est montré sur la **figure A.V.1.1**.

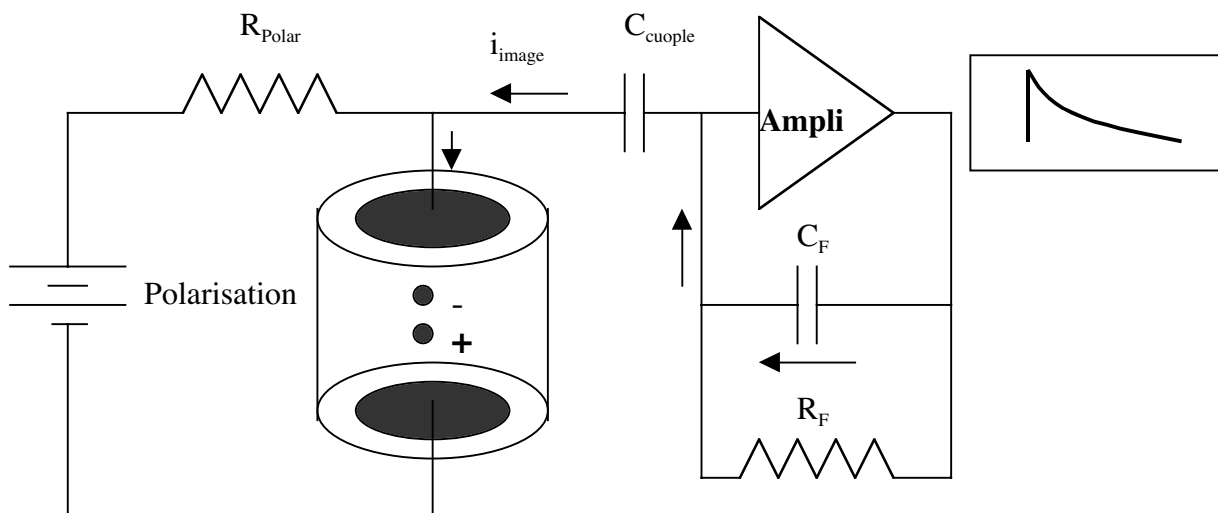


Figure A.V.1.1) Schéma classique pour la détection de charge. R_{polar} a une valeur très élevée par rapport à $1/C_F \cdot \omega$ pour que tout le courant passe à travers C_F . L'amplificateur maintient la tension constante aux bornes du cristal par le « Feed Back ». Le gain de ce système en terme de tension est de $C_{détecteur}/C_F$. Le temps de réponse dépend uniquement des caractéristiques de l'amplificateur. R_F sert à décharger C_F et à écouler le courant à l'entrée de l'amplificateur pour maintenir le point de fonctionnement.

Un gain très grand de l'amplificateur garantit le passage du courant induit par la charge image à travers C_F . La résistance R_{Polar} sert à polariser le cristal et elle est choisie très grande par rapport à $1/C_F \cdot \omega$ pour ne pas affecter la charge image.

La résistance R_F sert à décharger C_F et dans certains montages électroniques elle peut servir aussi à la polarisation des transistors à l'entrée de l'amplificateur. Dans un environnement très peu actif où le taux de comptage n'est pas une question cruciale nous pouvons augmenter la résistance R_F sans limite. Un tel montage est montré sur la [figure A.V.1.2](#).

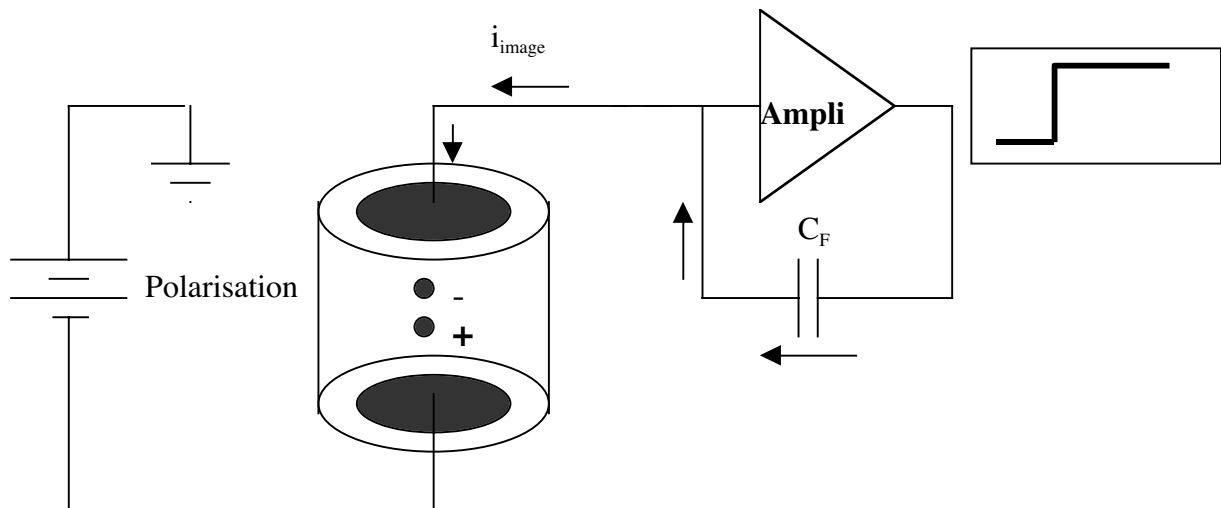


Figure A.V.1.2) Le montage sans résistance de Feed-back et sans capacité de découplage. La descente des signaux est très lente et le bruit en courant dû aux résistances est éliminé.

Dans le cas d'un détecteur destiné à la détection de charge, les électrodes sont des couches métalliques très peu résistives qui couvrent la totalité de la surface du détecteur. Dans notre cas, les thermomètres qui servent d'électrodes ne couvrent que partiellement la surface (du moins pour le prototype étudié dans ce travail) et sont très résistifs (de l'ordre de $1 \text{ M}\Omega$).

Les variations de résistance des thermomètres sont mesurées par le montage [figure A.V.1.3](#) : le thermomètre est parcouru par un courant constant ($R_{\text{polar}} \gg R_{\text{Thermomètre}}$) et l'amplificateur de tension lit la tension aux bornes du thermomètre, proportionnelle à R .

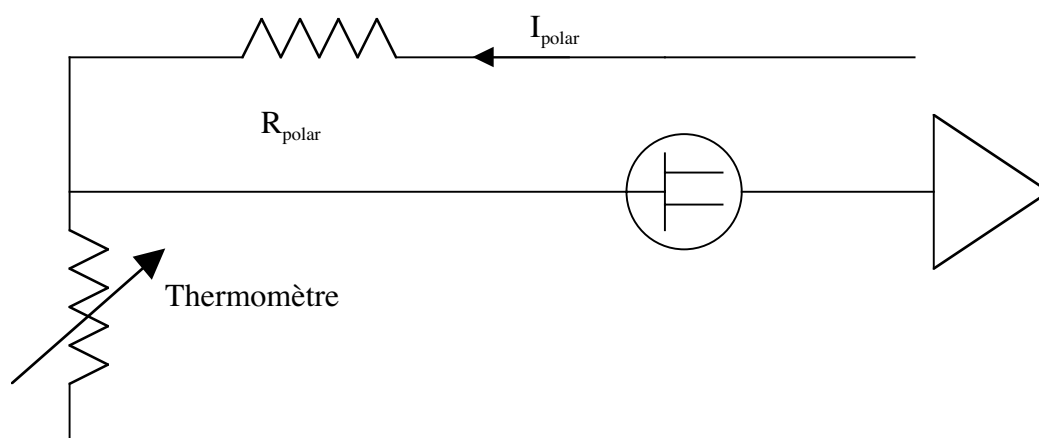


Figure A.V.1.3) Le montage électrique pour mesurer la variation de la résistance des thermomètres avec un amplificateur de tension.

Ce montage permet de faire des mesures avec une électronique “flottante” aussi bien qu’avec une électronique reliée à la masse du cryostat. Pour pouvoir appliquer le champ électrique dans le cristal, il faut qu’au moins l’un des thermomètres soit mesuré par un montage « flottant ».

Comment mesurer la charge ? On peut imaginer mesurer la charge collectée sur l’une des électrodes (les électrodes de type peigne) de l’un des thermomètres. Comme on le voit sur la [figure A.V.1.1](#) et [A.V.1.2](#) l’entrée d’un amplificateur de charge introduit une masse virtuelle par l’effet Miller et la capacité de contre-réaction.

Pour cette raison, nous ne pouvons pas connecter l’ampli de charge sur l’électrode où l’on veut faire la mesure de la résistance du thermomètre. Cette masse virtuelle à l’avantage de fixer un point de référence dans la mesure chaleur à la condition que la référence des deux ampli soit reliées.

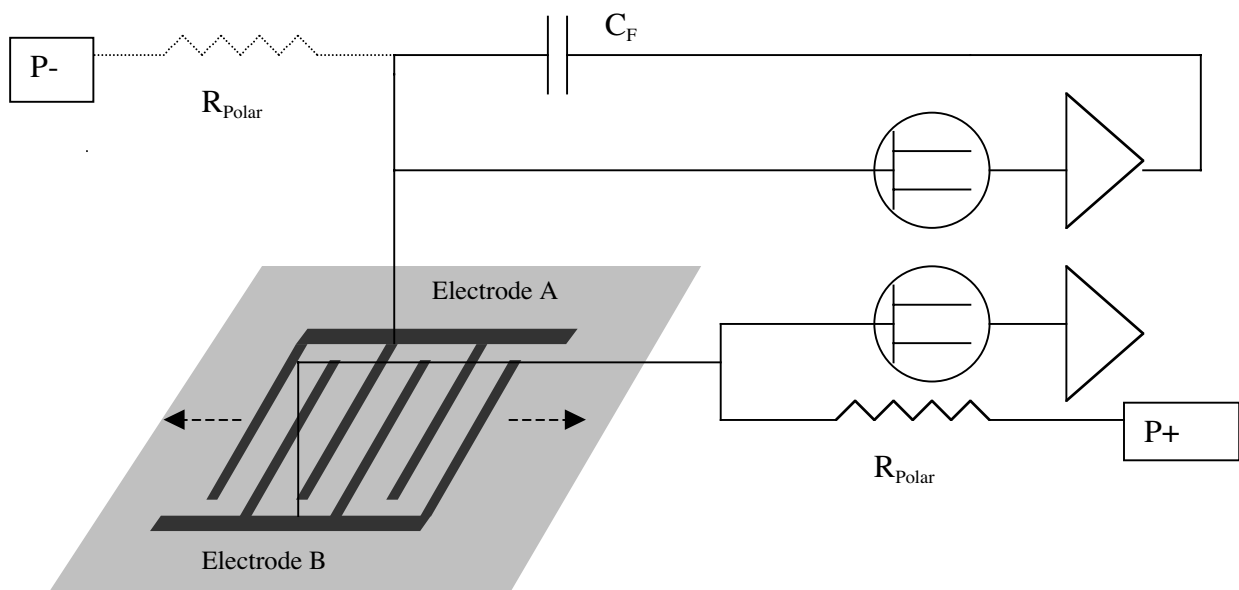


Figure A.V.1.4) Le montage électrique pour faire la mesure simultanée de charge et de chaleur avec un seul thermomètre (l’autre thermomètre sert à polariser le cristal). La charge collectée sur la surface du détecteur sera conduite vers l’électrode A et ensuite par l’effet Miller sera dirigé vers C_F tandis que la variation de la résistance est mesurée sur l’électrode B. La masse virtuelle produite par l’ampli de charge réduit le circuit de la mesure chaleur à celui de la [figure A.V.1.3](#).

Sur la [figure A.V.1.4](#), est montré un montage électrique qui nous permet de faire des mesures simultanées de charge et de chaleur. En effet même si une partie de la charge est collectée sur l’électrode B ou sur le film thermométrique elle passera à travers celui-ci vers l’électrode A car la résistance du film est nettement plus petite que la résistance de polarisation (R_{polar}) et que la résistance à l’entrée du FET.

Constantes de temps

L’ampli de charge étant très rapide (Amptek 250 avec un temps de montée de l’ordre de 10 ns), la charge image induite sur l’électrode A est mesurée rapidement. Il reste la fraction de charge induite sur les autres parties du thermomètre et qui chargent la capacité ($C_{cristal} + C_{parasite}$). Comme expliqué précédemment cette fraction passera à travers le film pour aller vers

l'électrode A mais ceci avec un retard donné par $R_{\text{film}} \cdot (C_{\text{cristal}} + C_{\text{parasite}})$. Avec un film de $1 \text{ M}\Omega$ et une capacité de 50 pF ce temps peut monter à quelques $100 \text{ }\mu\text{s}$. Par ailleurs le temps de collecte de charge est de l'ordre de 500 ns . Donc nous nous attendons à avoir deux segments dans le temps de montée des signaux ionisation. Nous avons observé ces deux segments et les temps caractéristiques correspondaient bien aux temps calculés à partir de la capacité parasite.

Pour résoudre ce problème il suffit de prévoir un chemin pour le passage des charges collectées sur l'électrode B autre que le film thermométrique. Sur la [figure A.V.1.5](#) est montrée une solution à ce problème en introduisant une capacité entre l'électrode B et l'entrée de l'ampli de charge. Cette solution peut rendre la mesure chaleur plus lente mais comme nous l'avons vu dans le chapitre V ce ralentissement n'est pas gênant dans la mesure où à très basse température le temps de relaxation électron-phonon est très lent.

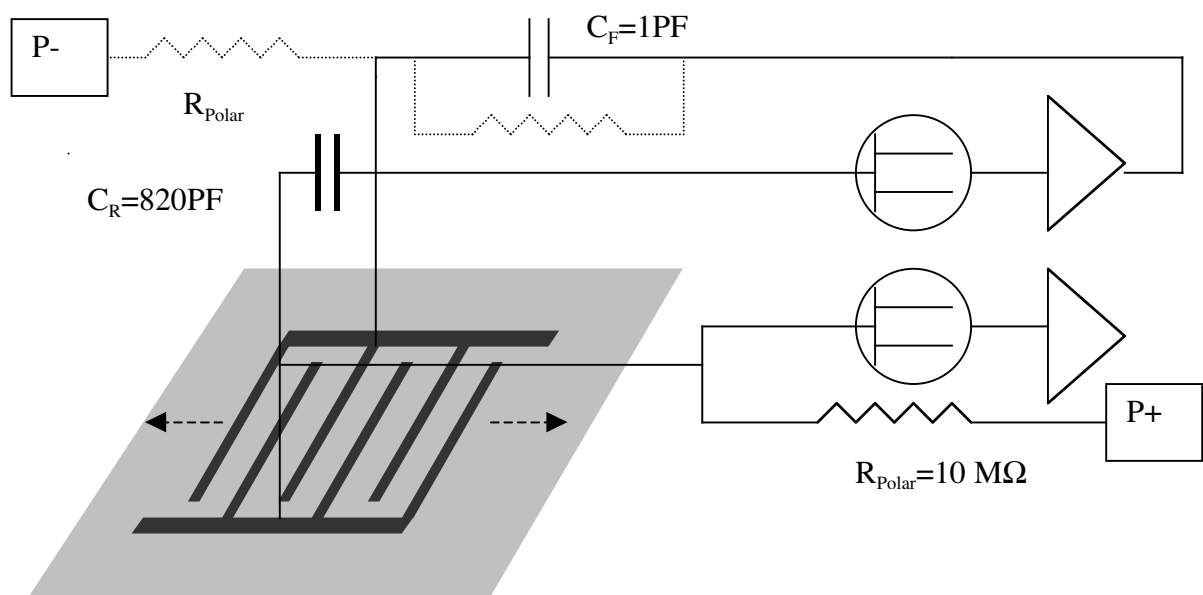


Figure A.V.1.5) En introduisant un "raccourci" entre l'électrode A et B (C_R) nous éliminerons les effets de passage de charge à travers le film thermométrique.

Une autre solution à ce problème est d'éliminer la résistance de contre-réaction (autrement dit de ralentir le temps de descente du signal ionisation). Si l'on ne s'intéresse qu'à l'amplitude du signal ionisation (et non à la forme du temps de montée du signal ionisation), l'utilisation d'un ampli très rapide ne sera plus nécessaire. Un tel système n'est plus sensible au courant de charge image car l'ampli de charge ne peut plus garder la tension des électrodes constante (durant la migration des charges vers les électrodes). La charge créée dans le cristal fait varier la tension moyenne du film et une fois collectée sur le thermomètre, elle va passer vers la capacité de contre-réaction avec une constante de temps de l'ordre du temps de montée de l'amplificateur.

Nous avons fait des mesures avec ces deux types de montage (ampli rapide avec une capacité de « shunt » et l'ampli de charge sans résistance de contre-réaction). Les résultats avec un amplificateur lent sont montrés dans la section V.2. Sur la [figure A.V.1.6](#) est montré un histogramme de l'amplitude du signal ionisation obtenu avec le montage de la [figure A.V.1.5](#).

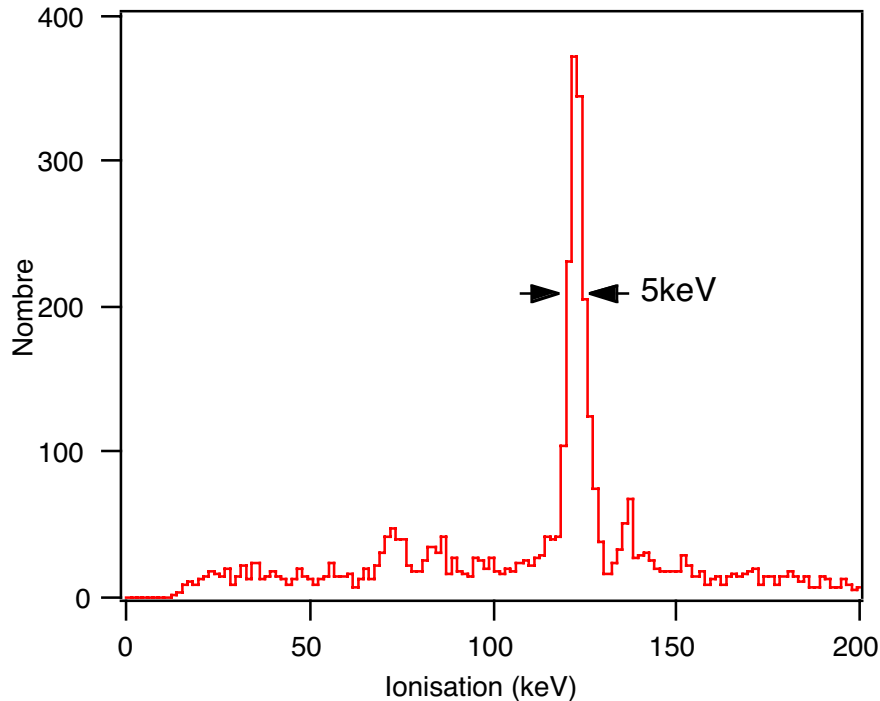


Figure A.V.1.5) Histogramme de l'amplitude des signaux ionisation obtenu avec le montage de *figure A.V.1.5*. la tension de collecte est 25 Volts. Le bruit de ligne de base est de 4 keV.

Limitations de la voie ionisation par la voie chaleur :

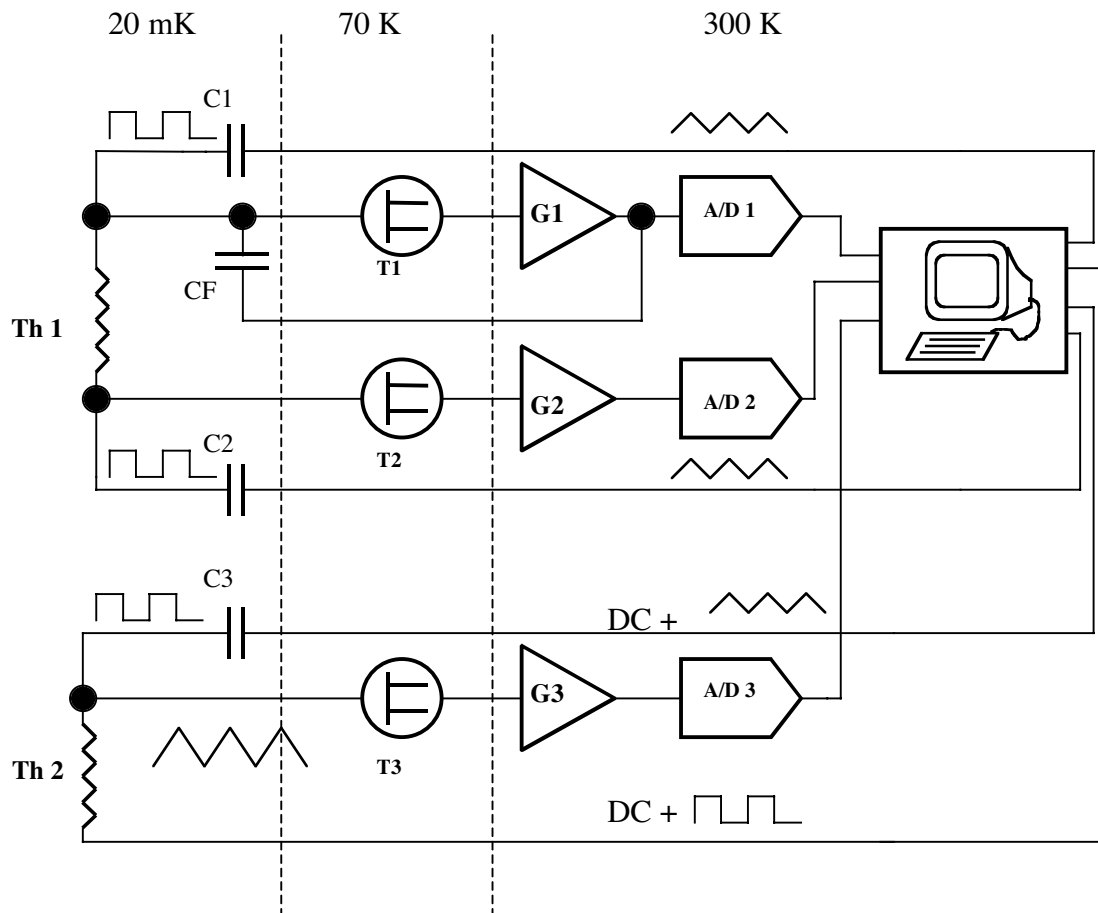
Le fait de connecter l'ampli de charge à l'électrode du thermomètre introduit une masse virtuelle. Cette masse virtuelle est garantie dans la limite de la bande passante de l'ampli de charge. Cet effet est grave si l'on utilise un ampli de charge AC. Dans ce cas la limite inférieure de la bande passante de l'ampli de charge doit être plus basse que celle de la bande passante du signal chaleur. Pour des raisons de bruit à basse fréquence les ampli de charge sont souvent des ampli AC.

D'autre part la variation de la résistance du thermomètre fait varier le courant de polarisation des thermomètres. Pour que l'ampli de charge garde la tension d'entrée à une valeur fixe cette variation de courant doit passer dans l'ampli de charge et être intégrée sur la capacité de contre réaction. Cette variation de courant peut aller à quelque 0.1 % du courant initial. Par exemple une variation de 1% de la résistance du thermomètre fait une variation de 0.05% du courant (1 nA). En intégrant ce courant sur la durée des signaux chaleur (souvent quelques 10 ms) nous trouvons une contribution de 300 eV au signal ionisation qui s'assimile au bruit ligne de base.

Pour résoudre tous ces problèmes nous avons essayé de faire une mesure synchrone de la voie chaleur.

Electronique synchrone pour la mesure de la voie chaleur.

Sur la figure A.V.1.6 est montré un montage électrique pour faire une mesure simultanée ionisation chaleur avec une polarisation alternative et une détection synchrone.



Th 1 : thermomètre A dans la figure V.2.1 1 MΩ à 30 mK
Th 2 : thermomètre B dans la figure V.2.1 1 MΩ à 27 mK
T1, T2, T3 : Transistor IF132 de la société INTERFET, $e_n = 1.5 \text{ nV}/(\text{Hz})^{1/2}$
G1,G2,G3 : préampli avec un gain variable de 100 à 100*8000 Bande passante : 1Hz à 2 KHz
A/D 1,2,3 : convertisseur 12 bit avec une fréquence d'échantillonnage de 11 KHz Max
C1=C2=C3 =3.6 pF capacités de polarisation CF=1.2 pF capacité de contre réaction

Figure A.V.1.6) Montage pour la mesure simultanée. La mesure de la voie chaleur est une mesure synchrone. La polarisation des thermomètres est faite au moyen de capacités polarisées avec des signaux de forme de « dent de scie ». Il n'y a pas dans ce montage une résistance de contre réaction pour la voie ionisation, donc le fait que l'ampli G2 ne soit pas rapide, n'est pas gênant.

Comme on le voit sur la figure ce montage est l'équivalent du montage de la figure A.V.1.4 sauf que la polarisation des thermomètres de forme obtenues par polarisation triangulaire des capacités. Ce montage a des avantages par rapport au précédent

- 1) Eliminer la résistance de polarisation du thermomètre supprime le bruit correspondant à cette résistance et ainsi améliore le rapport signal sur bruit.
- 2) Une polarisation créneau au niveau du thermomètre maintient sa température constante.
- 3) Avec une polarisation créneau nous pouvons étudier la partie transitoire des signaux aussi bien que la partie lente car la démodulation se fait par un simple redressement de la porteuse.

Les limitations de la voie ionisation par la voie chaleur ne seront plus présentes avec ce montage car la variation du courant de polarisation durant le signal chaleur est éliminée par le caractère alternatif de ce courant (on fait une moyenne glissante sur les signaux de la voie de ionisation).

La capacité C1 est introduite pour empêcher le courant de polarisation de passer par l'ampli de charge. Toutefois durant le signal chaleur (variation de la résistance du thermomètre) le pont C1, TH1, C2, sera déséquilibré et en conséquence, il y aura une petite partie du courant de polarisation qui passera par l'ampli de charge. Nous éliminons cet effet en faisant une moyenne glissante sur les signaux de la voie ionisation sur une période de la polarisation chaleur. On réduit donc la bande passante de la voie ionisation. L'ampli de charge ayant un temps de descente très lent cette perte de bande passante n'est pas gênante.

Sur la figure A.V.1.7 est montré un histogramme du signal ionisation pour des γ 60 keV, obtenu par cette électronique.

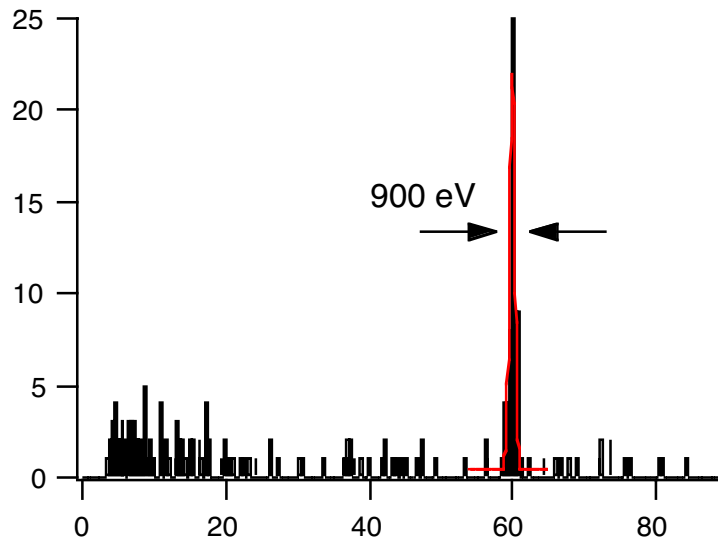


Figure A.V.1.7) Histogramme des γ 60 keV de la source ^{241}Am , obtenu avec l'électronique de la [figure A.V.1.6](#). La tension de collecte est fixée à 6 Volts (3 Volts/cm) et le bruit de ligne de base mesuré est de l'ordre de 500 eV.

Sur la figure A.V.1.8 est montré le spectre de bruit de la voie ionisation.

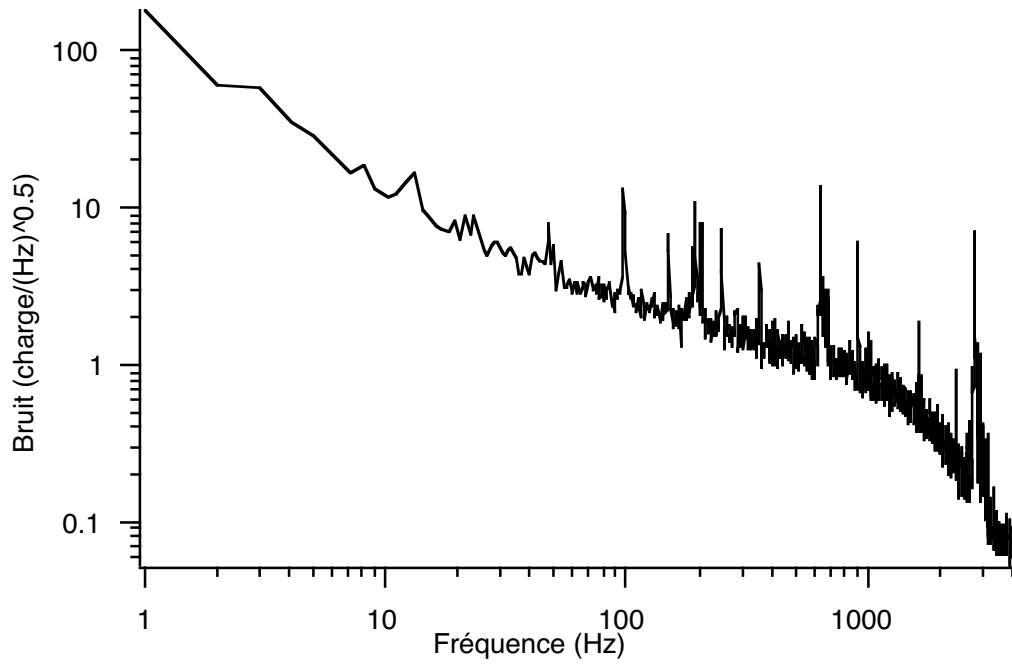


Figure A.V.1.8) Spectre de bruit de la voie ionisation obtenu avec l'électronique de la [figure A.V.1.6](#).

Sur la figure nous trouvons une remontée de bruit à basse fréquence. Cet effet est dû à l'ensemble de plusieurs causes. La figure A.V.1.9 montre le circuit équivalent pour analyser le bruit d'un amplificateur de charge.

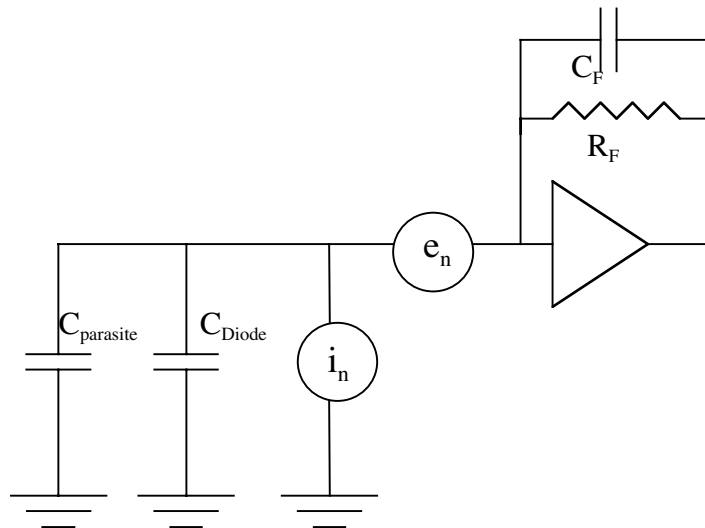


Figure A.V.1.9) Circuit électronique équivalent pour analyser le bruit d'un amplificateur de charge.

Les sources e_n et i_n proviennent du FET à l'entrée de l'amplificateur. A la sortie nous avons :

$$N = N_i + N_e$$

$$N_i = Z_F \cdot i_n = (R_F / (1 + C_F^2 \cdot R_F^2 \cdot \omega^2)^{0.5}) \cdot i_n \cdot C_F$$

$$N_e = e_n \cdot (C_{\text{Diode}} + C_{\text{parasite}}) \cdot \omega \cdot (R_F / (1 + C_F^2 \cdot R_F^2 \cdot \omega^2)^{0.5}) \cdot i_n \cdot C_F$$

$$C_F^2 \cdot R_F^2 \cdot \omega^2 \gg 1 \Rightarrow N_i = i_n / \omega \text{ et } N_e = e_n \cdot (C_{\text{Diode}} + C_{\text{parasite}})$$

A haute fréquence le bruit dominant est le bruit en tension. Mais à très basse fréquence, à la condition que R_F soit très grande (éventuellement infinie) nous observons une dépendance en $1/F$ du bruit équivalent au système. Comme nous le voyons, pour avoir un bruit du même ordre que celui présenté sur la **figure A.V.1.8** ($100 \text{ charges}/(\text{Hz})^{0.5}$) il faut avoir un bruit en courant de l'ordre de $2 \cdot 10^{-2} \text{ fA}/(\text{Hz})^{0.5}$. Ce qui paraît trop élevé par rapport au courant à très basse température. Mais il peut être dû au bruit en courant du thermomètre ($10^{-1} \text{ fA}/\text{Hz}^{0.5}$).

Résumé

Dans une expérience destinée à la détection directe des WIMPS (un candidat plausible pour la matière noire) les détecteurs jouent un rôle essentiel. L'expérience EDELWEISS a choisi des détecteurs semiconducteurs (Ge) avec lesquels on peut mesurer simultanément la chaleur (mesure bolométrique) et la charge issues de l'impact d'une particule. On discrimine ainsi les événements de type "recul noyau" (WIMPS) des événements de type "recul électron" (bruit de fond hormis les neutrons). Cependant, pour un événement ayant lieu très près de la surface des électrodes de collecte de charge, un déficit de collecte peut dégrader d'une manière importante l'efficacité de cette discrimination.

Ce travail propose une nouvelle méthode d'identification des événements de surface basée sur le régime transitoire "chaleur" obtenu au moyen de couches minces $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$, isolant d'Anderson, déposées directement sur l'absorbeur (saphir ou Ge). Un événement ayant lieu à une profondeur inférieure à une valeur critique d_c (de l'ordre du millimètre dans le Ge) donne un signal transitoire (athermique) amplifié et de forme différente comparée à un événement de volume de même énergie. Nous avons paramétré cette amplification en fonction de la profondeur $d < d_c$ et montré qu'elle pouvait être exploitée jusqu'au seuil en énergie du détecteur.

Nous avons développé une stratégie de mesure où les thermomètres servent aussi d'électrodes de collecte de charge et ainsi nous avons pu identifier les événements très près ($d < 100 \mu\text{m}$) d'électrodes donnant lieu à une collecte incomplète. La méthode permet donc de définir un volume fiduciel du détecteur où le pouvoir de rejet n'est pas limité par ce type d'événements.

Abstract

In direct detection of WIMPS (a plausible candidate for dark matter) experiments the detector plays a very essential rule. The EDELWEISS experiment uses cryogenic semiconductor detectors to measure the heat (bolometer) and ionization produced by an event. Comparing these two quantities for each event, one can distinguish an "electron recoil" (background other than neutrons) from a "nuclear recoil" events (WIMPS). Meanwhile for the events taking place not far enough from the electrodes, a deficit in charge collection will degrade the detector discrimination ability.

We introduced a new method to identify the near surface events, which is based on the detector "heat" transient regime. We use $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ Anderson insulator thin layers evaporated directly on the absorber (Ge or sapphire) for analyzing this regime. We find an enhanced transient heat signal for an event less deep than a critical value, d_c ($\approx 1\text{mm}$ in Ge) comparing to a detector bulk event with identical energy. We could determine this enhancement with respect to the depth of interaction ($d < d_c$) and we have verified that it is valid down to the energy threshold of the detector.

We designed a setup in which the thermometers are used for charge collection electrodes simultaneously. We have shown that by this method, one can identify the events giving rise to an incomplete charge collection due to their proximity to the electrodes. This method let us define a fiducial volume where the discrimination performance is not limited by such events.

Mots clés :

Bolomètre, Edelweiss, Isolant d'Anderson, Film mince, Événement de surface, Matière Noire